

SÉRIE :
N° d'ordre : 101

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE DIJON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

LE VIET Toäi
INGÉNIEUR EIEG

PREMIÈRE THÈSE

Antenne-cornet à réseaux correcteurs
pour la production de minces faisceaux cylindriques
en ondes millimétriques

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 29 Mai 1967 devant la Commission d'Examen

JURY : MM. BOUCHARD,	Président
MARIOT,	Examineur
MORET-BAILLY,	Examineur

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES
DE L'UNIVERSITÉ DE DIJON

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR-INGÉNIEUR

PAR

LE VIET Toaï
INGÉNIEUR EIEG

PREMIÈRE THÈSE

Antenne-cornet à réseaux correcteurs
pour la production de minces faisceaux cylindriques
en ondes millimétriques

DEUXIÈME THÈSE

Propositions données par la Faculté

Soutenues le 29 Mai 1967 devant la Commission d'Examen

JURY : MM. BOUCHARD, Président
MARIOT, Examinateur
MORET-BAILLY, Examinateur

Je tiens à adresser à M. le Professeur BOUCHARD, Directeur du Laboratoire de Radioélectricité et d'Electronique de la Faculté des Sciences, le témoignage de ma reconnaissance pour les encouragements et pour l'aide incessante qu'il m'a réservés au cours de mes études et plus particulièrement à l'occasion des recherches qui m'ont permis de présenter cette thèse.

Je remercie également MM. les Professeurs MARIOT & MORET-BAILLY qui ont bien voulu s'intéresser à cette étude et me conseiller.

Ce travail a été fait avec l'aide du Centre National d'Etudes de Télécommunications. J'exprime ma vive gratitude à Monsieur l'Ingénieur général SUEUR qui a bien voulu l'autoriser et à Monsieur POTTEVIN, Ingénieur des Télécommunications, pour ses critiques constructives et ses conseils précieux.

Doyen R. CIRY
Assesseur J. BOUCHARD.

Professeurs

MM.

R. CIRY	Géologie
J. DECOMBE	Chimie-appliquée
B. D'ORGEVAL-	
DUBOUCHET	Mécanique
J. BOUCHARD	Radio-Electricité
C. ARNAL	Botanique
R. HUSSON	Biologie générale et animale
J. TIROUFLET	Chimie
L. MARIOT	Physique
J. ARBAULT	Mathématiques
P. BARRET	Chimie
G. CLEMENT	Physiologie-animale
C. BARON	Chimie biologique
C. NOÏROT	Zoologie
P. HENRY	Botanique appliquée
R. AMIOT	Chimie-physique
P. RAT	Géologie
P. VERNIER	Physique
J. CHAUDONNERET	Biologie animale
F. BUGNON	Biologie végétale
WATELLE	Chimie
P. PIGEAUD	Mathématiques
P. FOURNARI	Chimie
J. MORET-BAILLY	Physique
H. TINTANT	Géologie
P. CACHON	Physique
L. GODEFROY	Electronique

Maîtres de Conférences

A. HANEN	Mathématiques
M. GUYOT	Biologie végétale
G. JOUBERT	Mathématiques
Mme G. GODEFROY	Physique
Mme F. MORET-Bailly	Mathématiques
P. FEUILLEE	Géologie

Professeurs honoraires

R. LAGRANGE
M. DENIS

Conseiller Administratif

G. CHABIN.

TABLES DES MATIERES

INTRODUCTION

CHAPITRE I

ETUDE THEORIQUE DE L'ADJONCTION D'UN SYSTEME RESEAU-CORRECTEUR : RESEAU SUPPRESSEUR-RESEAU PLAN A UNE ANTENNE CORNET.

1-Théories des réseaux	3
1.1. Réseau zoné	3
1.2. Réseau plan	6
1.3. Réseau correcteur	7
2- Diagrammes de rayonnement	7
3- Calcul de l'ouverture à 3dB	8
4- Les zéros du diagramme	10
5- Position des lobes secondaires	10
6- Niveau du premier lobe secondaire	11
7- Annulation des maximums principaux	11

CHAPITRE II

ETUDE THEORIQUE DU RAYONNEMENT D'UN CORNET A OUVERTURE CIRCULAIRE. INFLUENCE DU RESEAU.

1- Considérations techniques. Choix des modes de propagation	14
2- Relations fondamentales de la propagation	15
2.1. Champ en A de l'ouverture du cornet circulaire	15
2.2. Champ en M créé par le cornet	16

2.3.	Diagramme de rayonnement	16
2.4.	Ouvertures à 3 dB	18
2.5.	Les minimums du diagramme	19
3-	Adjonction d'un réseau correcteur	20
4-	Construction des cornets à ouvertures circulaires	21
4.1.	Réalisation	21
4.2.	Mesure du T.O.S.	22
5-	Comparaison des prévisions théoriques et des résultats expérimentaux.	23
5.1.	Cornet non muni d'un réseau correcteur	23
5.2.	Cornet muni d'un réseau correcteur	26
6-	Comparaisons des valeurs théoriques et expérimentales	27
7-	Cornet donnant la même directivité	28

CHAPITRE III

ETUDE THEORIQUE DU RAYONNEMENT D'UN CORNET A OUVERTURE RECTANGULAIRE. INFLUENCE DU RESEAU CORRECTEUR.

1-	Relations fondamentales de propagation	29
1.1.	Champ en M	30
1.2.	Champ en B créé par le cornet pyramidal	31
1.3.	Ouvertures à 3 dB	32
1.4.	Les maximums du diagramme	33
1.5.	Les minimums du diagramme	34
2-	Adjonction d'un réseau correcteur	36
3-	Comparaison des prévisions théoriques et des résultats expérimentaux.	36
3.1.	Cornet pyramidal non muni de réseau. Calcul numérique	36

3.2.	Cornet pyramidal non muni de réseau. Résultats expérimentaux	38
4-	Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales	39
5-	Cornet donnant la même directivité.	39

CHAPITRE IV

DISTRIBUTION DE LA DENSITE ENERGIE AXIALE

1-	Etude théorique	41
1.1.	Cornet pyramidal	42
1.2.	Cornet à ouverture circulaire	45
2-	Méthode de mesure	48
2.1.	Mesure de l'énergie dans la zone de Fraunhofer	48
2.2.	Mesure de l'énergie dans la zone de Fresnel	50
3-	Interprétation.	50

CHAPITRE V

ETUDE EXPERIMENTALES

1-	Modulation de la source du Klystron	51
2-	Description du banc de mesure des diagrammes	51
3-	Réalisation d'un réseau correcteur	52
3.1.	Réseau supprimeur	52
3.2.	Réseau plan	54
3.3.	Le support	54
4-	Choix de la fréquence de travail	54
5-	Réflexion du sol	55
6-	Méthode de mesure des diagrammes	56

CHAPITRE VI

COMPARAISON THEORIQUE DES PERFORMANCES FOURNIES

PAR LES DEUX CORNETS

Tableau I	:	Cornets donnant le même gain	60
Tableau II	:	Cornets présentant la même ouverture	61
Tableau III	:	Cornets ayant la même surface S	62

CHAPITRE VII

APPLICATION A LA MESURE DES CONSTANTES

DIELECTRIQUES EN ESPACE LIBRE

1- Mesure des constantes diélectriques par détermination de θ_p	65
1.1. Principe	65
1.2. Relation permettant de calculer ϵ_r et $\text{tg}\delta$	67
1.3. Difficultés rencontrées dans l'utilisation de cette méthode	68
2- Méthode de mesure modifiée	70
2.1. Caractéristiques fondamentales	70
2.2. Dispositif expérimental	70
3- Largeur minimum de l'échantillon	
3.1. Relation fondamentale	74
3.2. Application numérique	75
4- Mesures des constantes de divers matériaux	78
5- Remarque	78
6- Calcul de la précision sur ϵ_r	79
7- Calcul de la précision sur $\text{tg}\delta$	80
CONCLUSION.	82
BIBLIOGRAPHIE	85

TABLES DE NOTATIONS UTILISEES

a	:	Rayon de l'ouverture circulaire
$2a$	:	Grande dimension d'une ouverture rectangulaire
$2b$	:	Petite dimension d'une ouverture rectangulaire
C_1, C_2	:	Dimensions du réseau zoné
d_0	:	L'étendue de la zone de Fresnel
d_1	:	Distance entre la source et le réseau
d_2	:	Distance entre le réseau et le cornet récepteur
e	:	Epaisseur du système réseau correcteur
e_0	:	Epaisseur de l'échantillon
h	:	Distance entre le Centre de l'ouverture du cornet et le sol
k	:	Nombre entier
l_1, l_2	:	Dimensions du réseau plan
n	:	Ordre du rayon du réseau zoné
n_0	:	Indice du matériau
p	:	Pas du réseau
r	:	Distance entre la source et le récepteur
r_0	:	Distance entre le Centre de l'ouverture à un point situé sur l'axe principal de cette ouverture.
τ	:	Taux d'ondes stationnaires
t^2	:	L'inverse du coefficient de transmission
θ_b	:	Angle brewstérien
θ_0	:	Demi-Ouverture du lobe principal à 3dB
ρ_n	:	Rayon nième du réseau zoné
λ_0	:	Longueur d'onde dans <u>le vide</u>

λ_g	:	Longueur d'onde dans <u>le guide</u>
Δ	:	Déplacement du système d'ondres stationnaires
$\Delta(x)$	:	Erreur absolue de x
D_H	:	Diagramme de rayonnement dans le plan H
D_E	:	Diagramme de rayonnement dans le plan E
G	:	Gain du cornet
K =		(nombre d'onde)
L	:	Largeur de l'échantillon
N	:	Nombre de traits du réseau plan
P_0	:	Puissance émise ou rayonnée
P_t	:	Puissance transmise
R	:	Longueur du cornet
dS	:	Elément de surface

ANTENNE-CORNET A RESEAUX CORRECTEUR POUR
LA PRODUCTION DE MINCES FAISCEAUX CYLINDRIQUES
EN ONDES MILLIMETRIQUES

INTRODUCTION.

Le Diagramme de rayonnement d'une antenne - cornet dépend de la distribution des champs à l'ouverture et des dimensions du cornet.

On démontre que l'ouverture du lobe principal du diagramme à 3 dB dans les deux plans E et H est inversement proportionnelle aux dimensions de l'ouverture du cornet [1]^{*}.

Comme l'élargissement de l'ouverture du cornet présente peu d'intérêt pratique, car la longueur du cornet et l'étendue de la zone de Fresnel en dépendent, on est conduit, pour changer le diagramme de rayonnement, à modifier la distribution du champ à l'ouverture.

Cette modification est faite le plus souvent soit en fermant l'ouverture du cornet par un solide diélectrique de forme convenable ou par un "box horn" [1] soit en ajoutant des lentilles diélectriques ou lentilles métalliques.

* Les chiffres entre [] renvoient à l'index bibliographique à la fin du mémoire.

Si cette méthode permet de réduire d'une façon satisfaisante l'ouverture du lobe principal du diagramme de rayonnement, elle entraîne cependant des difficultés d'adaptation entre le cornet et les lentilles. L'énergie réfléchie est importante ; ce qui modifie d'ailleurs la distribution initiale du champ à l'ouverture. Il en résulte une augmentation du nombre et des niveaux des lobes secondaires et une diminution du facteur de gain.

Notre étude a pour objectif de substituer aux lentilles usuelles, un système réseau zoné dit supprimeur-réseau plan (que nous désignerons par l'expression réseau-correcteur) placé devant le cornet et jouant le rôle de source secondaire.

On examinera d'abord l'influence de cette source secondaire sur le diagramme de rayonnement. On étudie ensuite l'adaptation des réseaux correcteurs aux cornets à ouverture circulaire et à ouverture rectangulaire.

L'antenne finalement réalisée fournit un mince faisceau cylindrique d'ondes millimétriques ($\lambda_0 = 8,6\text{mm}$) permettant notamment d'effectuer en espace libre des mesures de constantes diélectriques par la méthode de détermination de l'incidence brewstérienne, dans des conditions satisfaisantes.

CHAPITRE I

ETUDE THEORIQUE DE L'ADJONCTION D'UN SYSTEME RESEAU CORRECTEUR : RESEAU SUPPRESSEUR-RESEAU PLAN A UNE ANTENNE CORNET

1 - Théories des réseaux.

1.1. Réseau zoné.

Soit un réseau zoné illuminé par une source A. Considérons un point B dont la distance OB est supposée très grande.

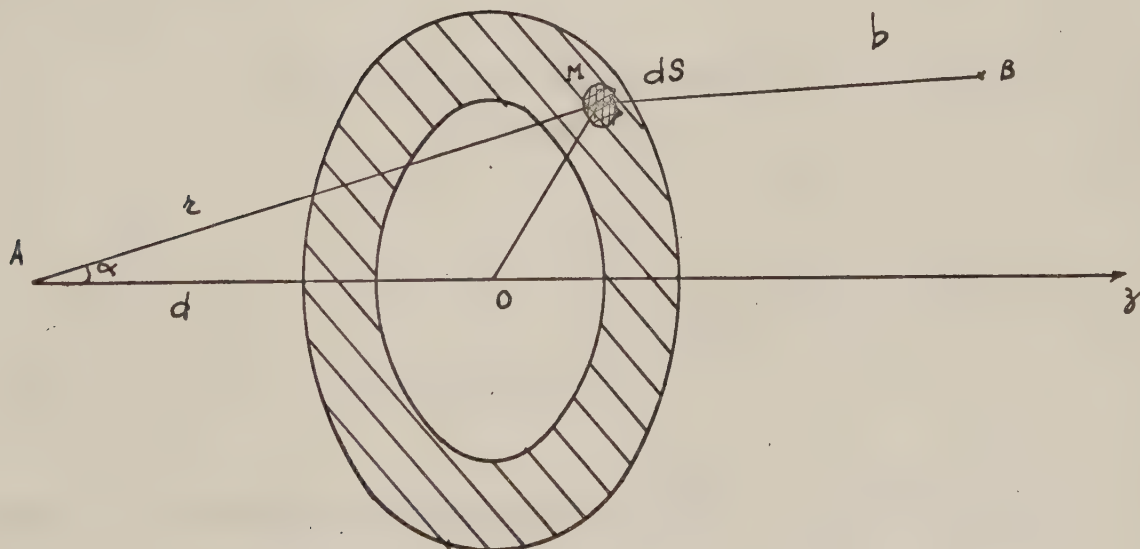


Figure (1.1).

Le champ en B créé par A à travers un élément de surface ds du réseau zoné s'exprime par [2] :

$$dE_B = E_0 e^{j\omega t} D(\alpha, \varphi) \frac{1}{r} \cdot \frac{1}{b} g(\alpha, \varphi) e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}(r+b)} dS(r, \varphi) \quad (1.1)$$

Dans cette expression :

- $D(\alpha, \varphi)$: diagramme de rayonnement de la source A.
- E_0 : amplitude du champ émis par l'unité de surface dans la direction à une distance unité.
- $g(\alpha, \varphi)$: obliquité du rayon AM par rapport à la direction AO normale au réseau.

On a :

$$g(\alpha, \varphi) = \frac{\cos \alpha}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \varphi}}$$

$$ds = r dr \cdot d\varphi$$

$$dE_B = E_0 e^{j\omega t} D(\alpha, \varphi) \frac{1}{b} \frac{\cos \alpha}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \varphi}} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}(r+b)} dr \cdot d\varphi \quad (2.1)$$

Pour la zone nième (zone hachurée de la figure 1.1) le champ en B sera :

$$E_B = E_0 e^{j\omega t} \frac{1}{b} D(\alpha, \varphi) \cos \alpha \iint_S \frac{1}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \varphi}} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}(r+b)} dr \cdot d\varphi \quad (3.1)$$

L'intégrale de surface se compose ainsi de deux intégrales, l'une :

$$I(\varphi) = \int_0^{2\pi} \frac{d\varphi}{\sqrt{1 - \sin^2 \alpha \cdot \sin^2 \varphi}}$$

relative à la phase, et l'autre :

$$I(z) = \int_{d+(n-1)\frac{\lambda}{2}}^{d+n\frac{\lambda}{2}} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}(z+b)} dz$$

relative à l'amplitude.

On a :

$$E_B = E_0 e^{j\omega t} \frac{1}{b} D(\alpha, \varphi) \cos \alpha \cdot I(\varphi) \cdot I(z) \quad (4.1)$$

$I(\varphi)$ est une intégrale elliptique de première espèce. Les tables numériques donnent les valeurs de $I(\varphi)$ en fonction de α .

$$I(z) = j \frac{\lambda}{\pi} (-1)^{n-1} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}(d+b)}$$

Le champ en B créé par A à travers la zone nième devient :

$$E_B = 2j E_0 e^{j\omega t} \frac{1}{b} (-1)^{n-1} D(\alpha, \varphi) \cos \alpha \cdot I(\varphi) \cdot e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}(d+b)}$$

et le champ total en B créé par A à travers le réseau zoné de n zones s'écrit :

$$E = 2j E_0 e^{j\omega t} \frac{\lambda}{b} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}(d+b)} \sum_1^n (-1)^{n-1} D(\alpha, \varphi) \cos \alpha \cdot I(\varphi) \quad (5.1)$$

Soit ρ_n , le rayon de la nième zone, d'après la figure (2.1), nous avons :

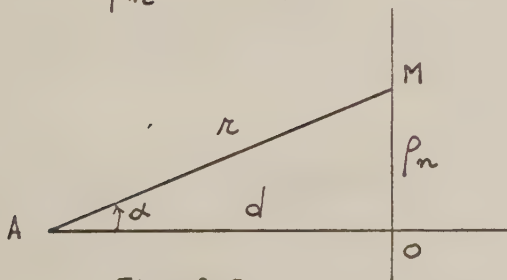


Fig 2.1

$$\cos \alpha = \frac{d}{\sqrt{d^2 + \rho_n^2}}$$

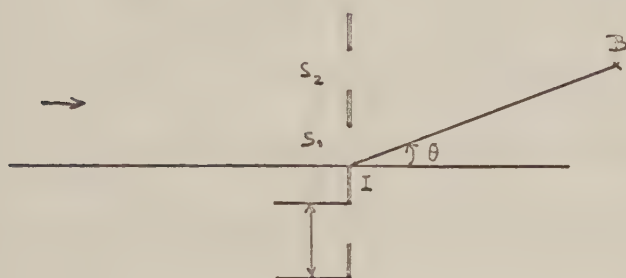
$$\text{Or } \rho_n = \sqrt{d \cdot \lambda \cdot n} \quad [3]$$

alors :

$$E = 2jE_0 e^{j\omega t} \frac{\lambda}{b} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}(d+b)n} \sum_{n=1}^{n-1} (-1)^{n-1} D(\alpha, \varphi) \cdot I(\varphi) \cdot \frac{d}{\sqrt{d^2 + d\lambda \cdot n}} \quad (6.1)$$

C'est l'expression d'un champ en un point B quelconque de l'espace, créé par une source à travers un réseau zoné qui constitue une source secondaire.

1.2. Réseau plan [3] :



Le champ en B, point supposé très éloigné, dû à S_1 est :

$$E_1 = E_I e^{j\omega t} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda}(\overline{S_1 B})}$$

avec E_I : champ en I pris comme l'origine des phases.

Figure 3.1.

De même, le champ en B dû à S_2 est :

$$E_2 = E_I e^{j\omega t - j\frac{2\pi}{\lambda}(\overline{S_2 B})}$$

mais : $\overline{S_2 B} = \overline{S_1 B} - p \sin \theta$

(p : pas du réseau plan).

en posant $\phi = \frac{2\pi p}{\lambda} \sin \theta$, l'expression du champ en B dû à N sources

S_i sera :

$$E_B = E_I (1 + e^{j\phi} + \dots + e^{j(N-1)\phi})$$

Finalement, on trouve :

$$E_B = E_I \frac{\sin(N\frac{\phi}{2})}{\sin\frac{\phi}{2}} \quad (7.1)$$

Par définition, le diagramme de rayonnement du réseau plan est :

$$D_P = \frac{E_B}{E_I} = \frac{\sin(N\frac{\phi}{2})}{\sin\frac{\phi}{2}} \quad (8.1)$$

1.3. Réseau correcteur.

On appelle réseau correcteur, l'ensemble système réseau zoné et réseau plan. Le réseau zoné est aussi appelé réseau supprimeur. Dans la figure (1.1), si l'on remplace le réseau zoné par le réseau correcteur ainsi défini, alors le champ en B a pour expression :

$$E = 2jE_0 e^{j\omega t} \frac{1}{b} e^{-j\frac{\omega}{\lambda}(d+b)n} \sum_{i=1}^{n-1} (-1)^i D(\alpha, \varphi) \cdot I(\varphi) \frac{d}{\sqrt{d^2 + d\lambda n}} \cdot D_P \quad (9.1)$$

Cette expression montre que le champ en B dépend toujours du diagramme de rayonnement $D(\alpha, \varphi)$ de la source primaire.

2 - Diagrammes de rayonnement.

L'introduction d'un réseau correcteur modifie le diagramme de rayonnement. En effet, de l'expression (9.1), on déduit le diagramme de rayonnement :

$$D = \sum_{i=1}^n (-1)^{i-1} \cdot D(\alpha, \varphi) \cdot I(\varphi) \frac{d}{\sqrt{d^2 + d\lambda n}} \cdot \frac{\sin(N\frac{\phi}{2})}{\sin\frac{\phi}{2}} \quad (10.1)$$

Soit $D_H(\alpha, \varphi)$ le diagramme de rayonnement de la source primaire A dans le plan H (ou plan normal au plan d'incidence) et $D_E(\alpha, \varphi)$, dans le plan E, (ou plan parallèle au plan d'incidence), l'expression (10. I) s'écrit dans chaque plan :

$$D_H = \sum_{i=1}^n (-1)^{i-1} D_H(\alpha, \varphi) \cdot I(\varphi) \frac{d}{\sqrt{d^2 + d\lambda n}} \cdot \frac{\sin(N\frac{\phi}{2})}{\sin\frac{\phi}{2}} \quad (11. I)$$

et

$$D_E = \sum_{i=1}^n (-1)^{i-1} D_E(\alpha, \varphi) \cdot I(\varphi) \frac{d}{\sqrt{d^2 + d\lambda n}} \cdot \frac{\sin(N\frac{\phi}{2})}{\sin\frac{\phi}{2}} \quad (12. I)$$

Ainsi le diagramme de rayonnement du système source-réseau correcteur dépend :

- du diagramme de la source primaire $D(\alpha, \varphi)$
- de n , nombre de zone du réseau zoné
- du diagramme du réseau plan.

3 - Calcul de l'ouverture à 3 dB.

Pour θ petit, dans les deux plans E et H, le diagramme de rayonnement est proportionnel à $\frac{\sin(N\frac{\phi}{2})}{\sin\frac{\phi}{2}}$ car les autres termes dans (11. I) et (12. I) sont sensiblement constants. Cette approximation est d'ailleurs vérifiée par les mesures.

Ainsi l'étude des relations (11. I) et (12. I) conduit à examiner uniquement la relation :

$$A(\theta) = \frac{\sin(N\frac{\phi}{2})}{\sin\frac{\phi}{2}} \quad (13. I)$$

Quand $\theta = 0$, on a : $A(0) = N$

Soit θ_0 , l'ouverture ^{demi.} du lobe principal à 3 dB, par définition :

$$A(\theta_0) = \frac{A(0)}{\sqrt{2}} = \frac{N}{\sqrt{2}} \quad (14.1)$$

Or
$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} p \cdot \sin\theta$$

Si θ_0 est supposé petit,

$$A(\theta_0) = \frac{\sin(N \frac{\pi}{\lambda} p \cdot \theta_0)}{\sin(\frac{\pi}{\lambda} p \cdot \theta_0)} = \frac{\sin(N \frac{\pi}{\lambda} p \theta_0)}{\frac{\pi}{\lambda} p \cdot \theta_0} \quad (15.1)$$

Posons $q = \frac{p}{\lambda}$

$$A(\theta_0) = \frac{\sin(N \pi q \theta_0)}{\pi q \theta_0} \quad (16.1)$$

Cette approximation est encore légitime car, en choisissant q inférieur à l'unité pour annuler les maximums principaux d'ordre supérieur, un calcul numérique ultérieur montre que θ_0 est inférieur à 2 degrés.

En tenant compte de (14.1), il en résulte :

$$\frac{A(\theta_0)}{A(0)} = \frac{\sin(N \pi q \theta_0)}{N \pi q \theta_0} = \frac{\sin \beta}{\beta}$$

comme
$$\frac{A(\theta_0)}{A(0)} = \frac{1}{\sqrt{2}}$$

La résolution par la méthode graphique donne : $\beta = \frac{13\pi}{30}$

On en déduit :

$$\theta_0 = \frac{43}{30Nq} \text{ radians} \quad (17.I)$$

Ainsi l'ouverture du lobe principal du diagramme de rayonnement à 3 dB est inversement proportionnel au nombre de traits N du réseau plan.

4 - Les zéros du diagramme. [4]

Les zéros du diagramme correspondent aux minimums de l'expression (13.I)

On doit avoir dans ces conditions :

$$\frac{\phi}{2} = k\pi + \frac{\pi}{N}, \quad k\pi + \frac{2\pi}{N}, \quad \dots \quad k\pi + \frac{N-1}{N} \pi$$

k : un nombre entier.

ou

$$\sin \theta = \frac{k}{q} + \frac{1}{Nq}, \quad \dots \quad \frac{k}{q} + \frac{N-1}{Nq} \quad (18.I)$$

Les minimums sont donc au nombre de $N - 1$

5 - Positions des lobes secondaires. [4]

Les maximums des lobes secondaires correspondent aux maximums de l'expression (13.I), qu'on appelle maximums principaux.

Comme $\sin \frac{\phi}{2}$ varie moins vite que $\sin(N \frac{\phi}{2})$, on admet que le maximum de (13.I) est celui de $\sin(N \frac{\phi}{2})$

$$\text{Ainsi : } \frac{\phi}{2} = k\pi + \frac{3\pi}{2N}, \quad k\pi + \frac{5\pi}{2N}, \quad \dots$$

On en déduit :

$$\sin \theta = \frac{k}{9} + \frac{3}{2Nq}, \quad \frac{k}{9} + \frac{5}{2Nq}, \dots \quad (19.1)$$

6 - Niveau du premier lobe secondaire .

Le maximum du premier lobe secondaire correspond à $k=1$

et $\sin\left(N\frac{\phi}{2}\right) = 1$

d'où

$$E_{\theta 1} = \frac{1}{\sin \frac{\phi}{2}}$$

comme $\frac{\phi}{2} = \frac{3\pi}{2N}$

Alors si N est grand, $\sin \frac{\phi}{2} \approx \frac{\phi}{2}$

ainsi : $E_{\theta 1} = \frac{2N}{3\pi} \quad (20.1)$

et le rapport des deux lobes principal et secondaire est :

$$\frac{E_{\theta 1}}{A(0)} = \frac{2}{3\pi}$$

soit : $\frac{E(\theta)}{A(0)} = -15 \text{ dB} \quad (21.1)$

7 - Annulation des maximums principaux.

Les expressions (18.1) et (21.1) montrent que l'adjonction d'un réseau plan entraîne une augmentation des lobes secondaires et leur niveau. En effet, d'autres maximums principaux ont été observés si $\phi = 2k\pi$.

Soit θ_k , l'angle correspondant à un maximum principal d'ordre k (k : un

nombre entier)

on a [4] : $\sin \theta_k = \frac{k\lambda}{p}$

Comme $|\sin \theta_k| \leq 1$, on en déduit :

$$\frac{k\lambda}{p} \leq 1 \quad \text{ou} \quad k < \frac{p}{\lambda}$$

Donc si le pas du réseau est petit devant la longueur d'onde, ce qui est facilement réalisable en ondes millimétriques, k devient inférieur à l'unité ($k < 1$).

Comme k est un nombre entier, par conséquent k est identiquement nul si p est inférieur à λ . On obtient, dans ces conditions, un seul maximum d'ordre zéro.

8 - Phénomène d'interférence secondaire.

Afin d'obtenir un système bien régit, une certaine épaisseur minimum du support du réseau doit être exigée. Or, précisément ce système réseau-support forme une lame à faces parallèles, d'où le phénomène de réflexion multiple très gênant, surtout dans le plan E.

(4.1)

La figure (3) montre le cas d'une onde incidente tombant sur les zones si-

tuées assez loin du centre

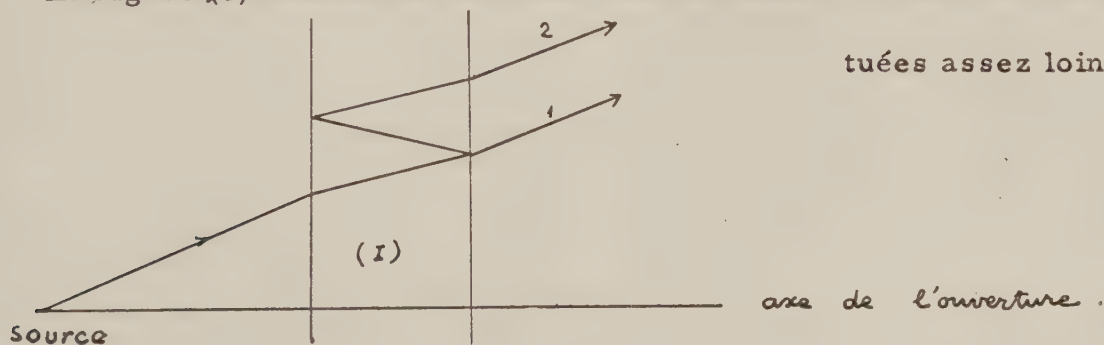


Figure (4.1).

On supprime le phénomène d'interférence secondaire en rendant les ondes (1) en opposition de phase avec les ondes (2).

Pour α faible, la différence de marche entre ces deux ondes est :

$$\Delta \simeq 2 \cdot n_0 \cdot e$$

où n_0 est l'indice du milieu (1)

Si les ondes (1) et (2) sont en opposition de phase, alors :

$$2 n_0 e = (2k+1) \frac{\lambda_0}{2}$$

$$\text{d'où} \quad e = \frac{1}{n_0} (2k+1) \frac{\lambda_0}{4} \quad (22.1)$$

λ_0 : longueur d'onde dans le vide

Ainsi, connaissant n_0 , on peut choisir l'épaisseur du support du réseau pour éviter le phénomène d'interférence secondaire.

CHAPITRE II

ETUDE THEORIQUE DU RAYONNEMENT D'UN CORNET A OUVERTURE CIRCULAIRE - INFLUENCE DU RESEAU.

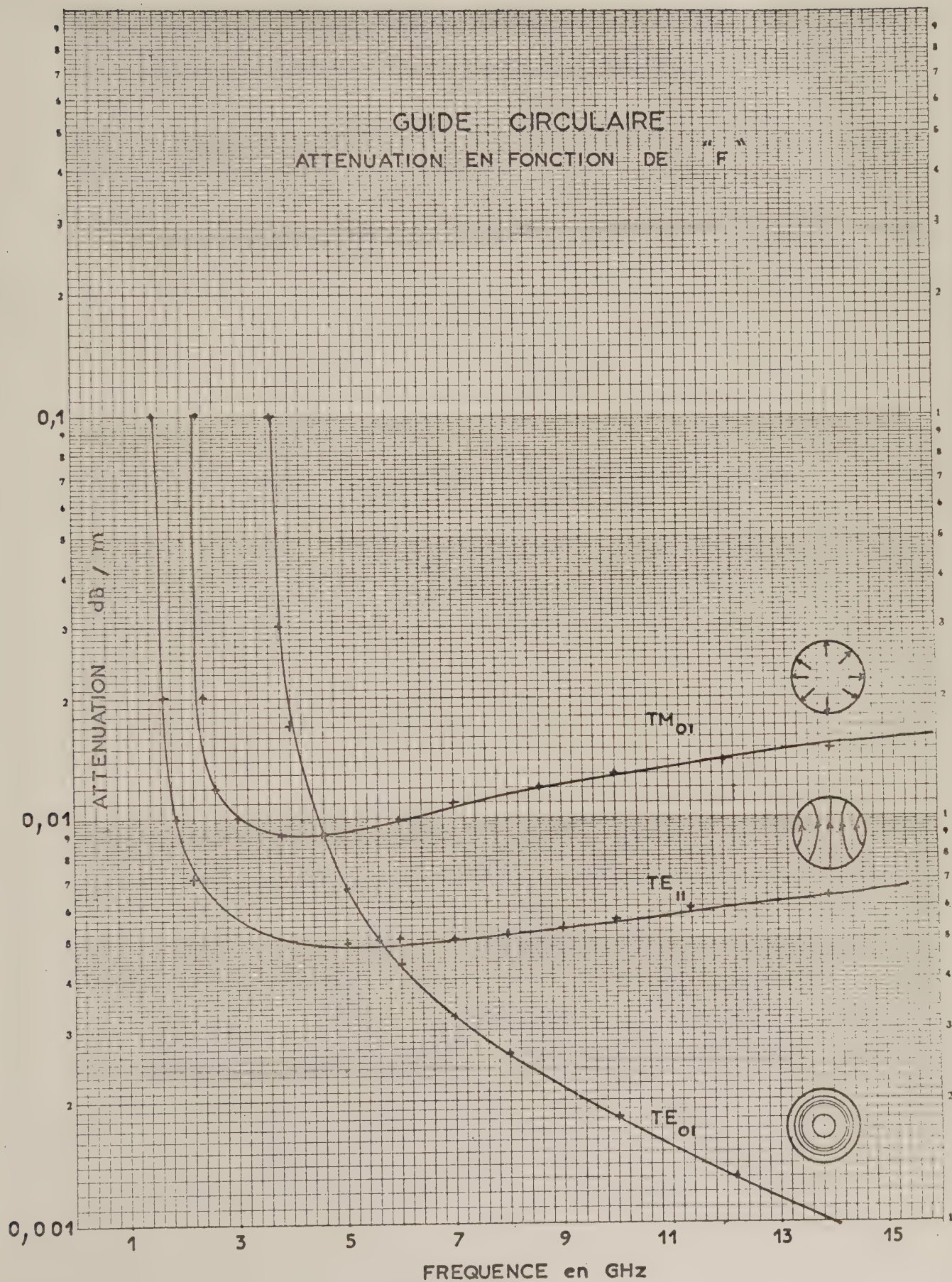
1 - Considérations techniques - Choix des modes de propagation.

Pour un guide rectangulaire, le mode fondamental est toujours utilisé en raison de sa pureté et de sa stabilité ainsi que des pertes réduites qu'il entraîne ; pour un guide circulaire, le choix est plus complexe.

En effet, la figure ^{suivante} (V. II) montre que, pour un guide circulaire, le mode TE_{11} qui est le mode fondamental, présente des pertes supérieures à celles du mode TE_{01} . La production du mode TE_{01} , est d'ailleurs délicate en raison de la présence d'au moins quatre modes parasites [5]. Ainsi le mode TE_{01} , qu'on appelle aussi mode de révolution en raison de la symétrie des champs par rapport au grand axe du guide, n'est utilisé que pour la propagation d'énergie dans les joints tournants et les cavités.

On préfère donc le mode TE_{11} , car l'excitation de ce mode fondamental peut être obtenue facilement à partir du mode TE_{01} du guide rectangulaire au moyen d'une transition continue.

Nous nous bornons à étudier le rayonnement du cornet à ouverture circulaire excité par ce mode.



2 - Relations fondamentales de la propagation.

2.1. Champ en A de l'ouverture du cornet circulaire.

soit E_0 , le champ en 0 que l'on prend comme l'origine des phases.

En A le retard de phase par rapport à 0 est :

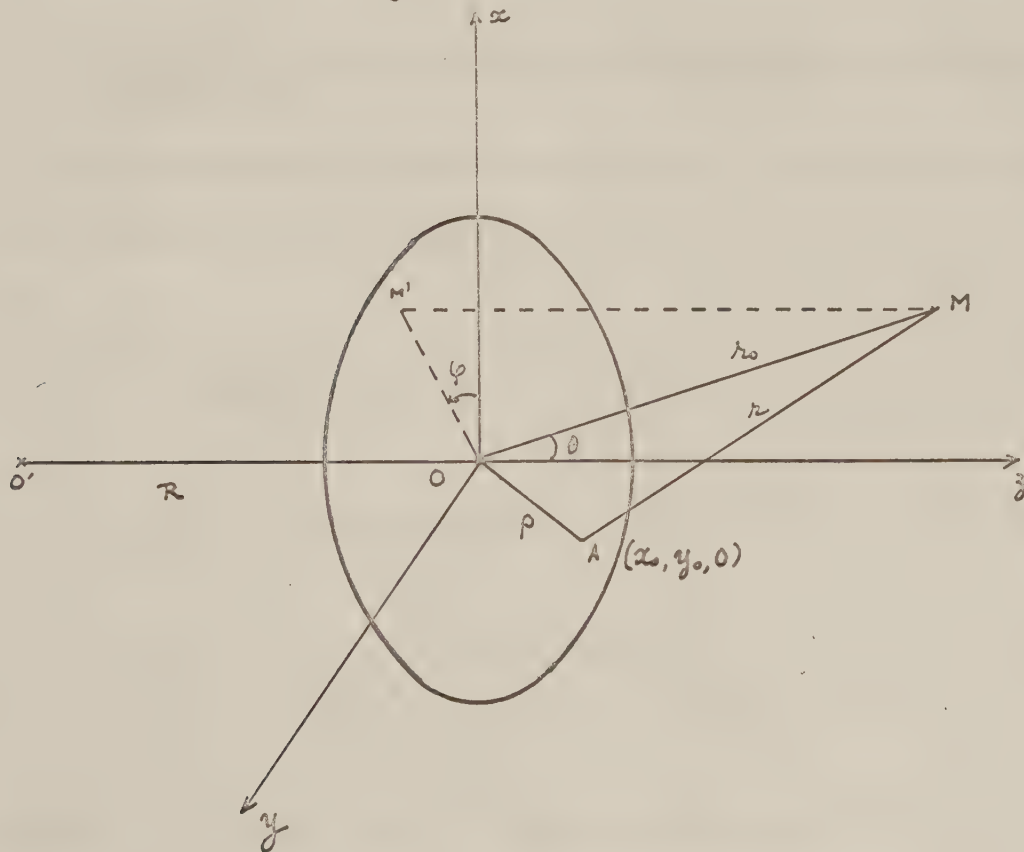
$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (O'A - O'O)$$

ou

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda_0} R \left[\sqrt{1 + \frac{\rho^2}{R^2}} - 1 \right]$$

dans le cas des cornets, ρ est toujours plus petit que R, alors

$$\phi = \frac{\pi}{\lambda_0} \frac{\rho^2}{R} \quad (1. II)$$



Si le cornet est excité suivant le mode T_{E11} , le champ en A s'écrit [6] :

$$E_x = E_0 e^{-j\frac{\pi}{\lambda} \frac{\rho^2}{R}} \left[\frac{a}{\delta \rho} J_1\left(\frac{\delta}{a} \rho\right) - J_1'\left(\frac{\delta}{a} \rho\right) \cos \varphi \cdot \sin \varphi \right] \quad (2. II)$$

$$E_y = E_0 e^{-j\frac{\pi}{\lambda} \frac{\rho^2}{R}} \left[a \frac{J_1\left(\frac{\delta}{a} \rho\right)}{\delta \rho} \sin^2 \varphi + J_1'\left(\frac{\delta}{a} \rho\right) \cos^2 \varphi \right] \quad (3. II)$$

Avec J_1 : fonction de Bessel d'ordre 1

J_1' : sa dérivée

δ : la première racine de $J_1\left(\frac{\delta}{a} \rho\right)_{\rho=a} = 0$

2.2. Champ en M créé par le cornet à ouverture circulaire excité suivant le mode T_{E11}

Si r est très grand on peut considérer que r est sensiblement égal à z_0 et dans le plan H ou plan vertical, on a :

$$E_H = j \frac{e}{\lambda z_0} e^{-jkz_0} (1 + \cos \theta) \iint_S E(y) e^{jk \rho \sin \theta \cos \varphi} \rho d\rho d\varphi \quad (4. II)$$

et dans le plan E ou plan horizontal :

$$E_E = j \frac{e}{\lambda z_0} e^{-jkz_0} (1 + \cos \theta) \iint_S E(x) e^{jk \rho \sin \varphi \sin \theta} \rho d\rho d\varphi. \quad (5. II)$$

remplaçons $E(x)$ et $E(y)$ par leur expression (2. II) et (3. II), les relations (4. II) et (5. II) deviennent :

$$E_H = 2. A S \frac{\delta^2 J_0(\delta) \cdot J_1'\left(\frac{\delta}{2}\right)}{\delta^2 \cdot \frac{\delta}{2}} \quad (6. II)$$

et

$$E_E = A S J_0(\delta) \lambda_*(\xi). \quad (7. II)$$

Dans ces expressions :

a = rayon de l'ouverture

S = surface de l'ouverture

$$A = j \frac{e^{-jk r_0}}{\lambda r_0} E_0 (1 + \cos \theta)$$

et

$$\xi = \frac{\pi a}{\lambda} \sin \theta$$

$$\lambda_*(x) = \frac{1}{\frac{\pi}{2}} J_0(x)$$

2.3. Diagrammes de rayonnement.

Les diagrammes de rayonnement sont déduits des relations (6. II) et (7. II)

En posant :

$$D_H = \frac{E_H \lambda r_0}{2 S J_0(\delta) E_0} \quad \text{et} \quad D_E = \frac{E_E \lambda r_0}{S J_0(\delta) E_0}$$

on trouve :

$$D_H = (1 + \cos \theta) \frac{\delta^2 J'_0(\xi)}{\delta^2 \xi^2} \quad (8. II)$$

$$\text{et } D_E = (1 + \cos \theta) \lambda_*(\xi) \quad (9. II)$$

Les figures (2. II) et (3. II) représentent respectivement les diagrammes de rayonnement dans les plans E et H. L'ordonnée est graduée en décibels.

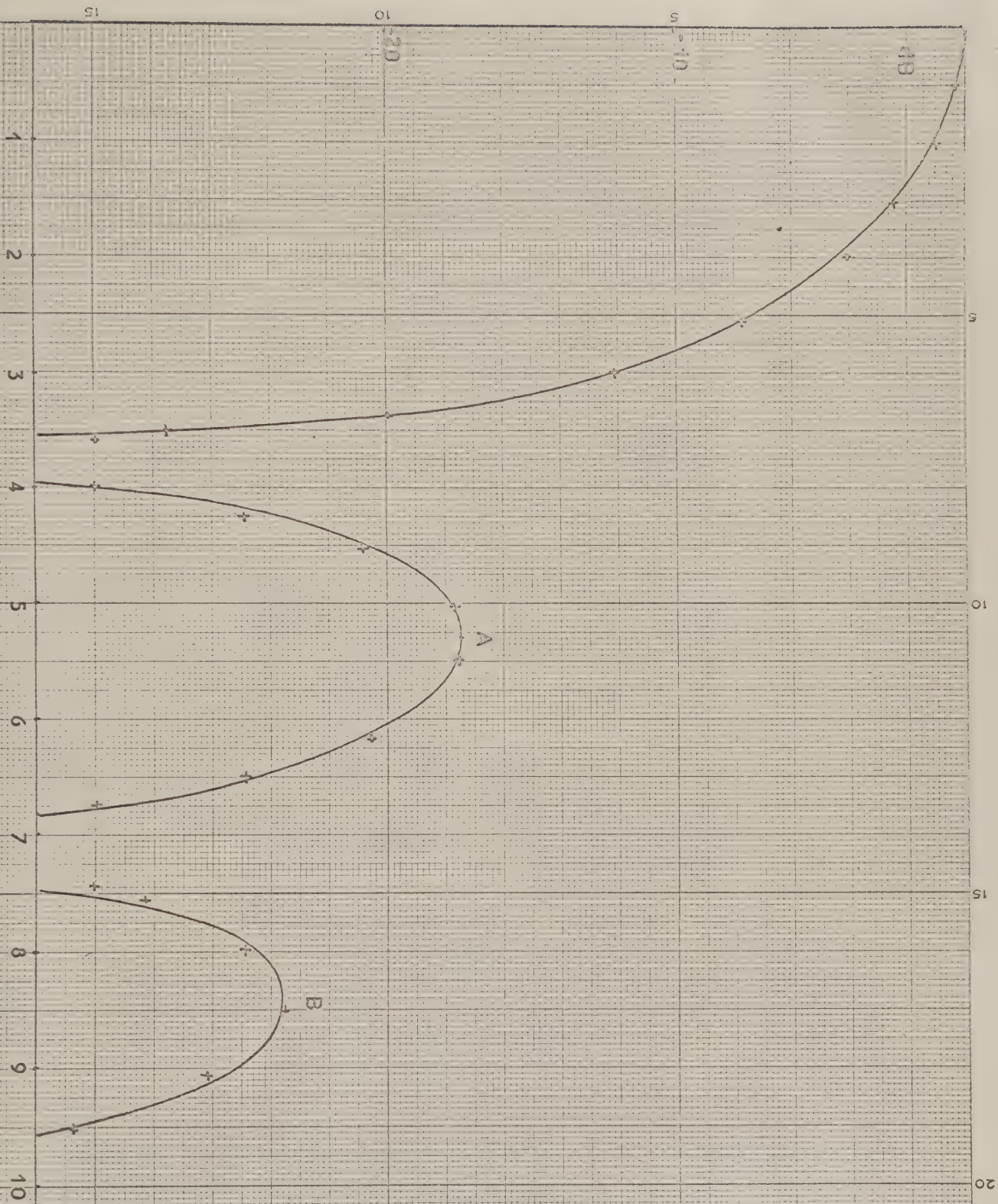
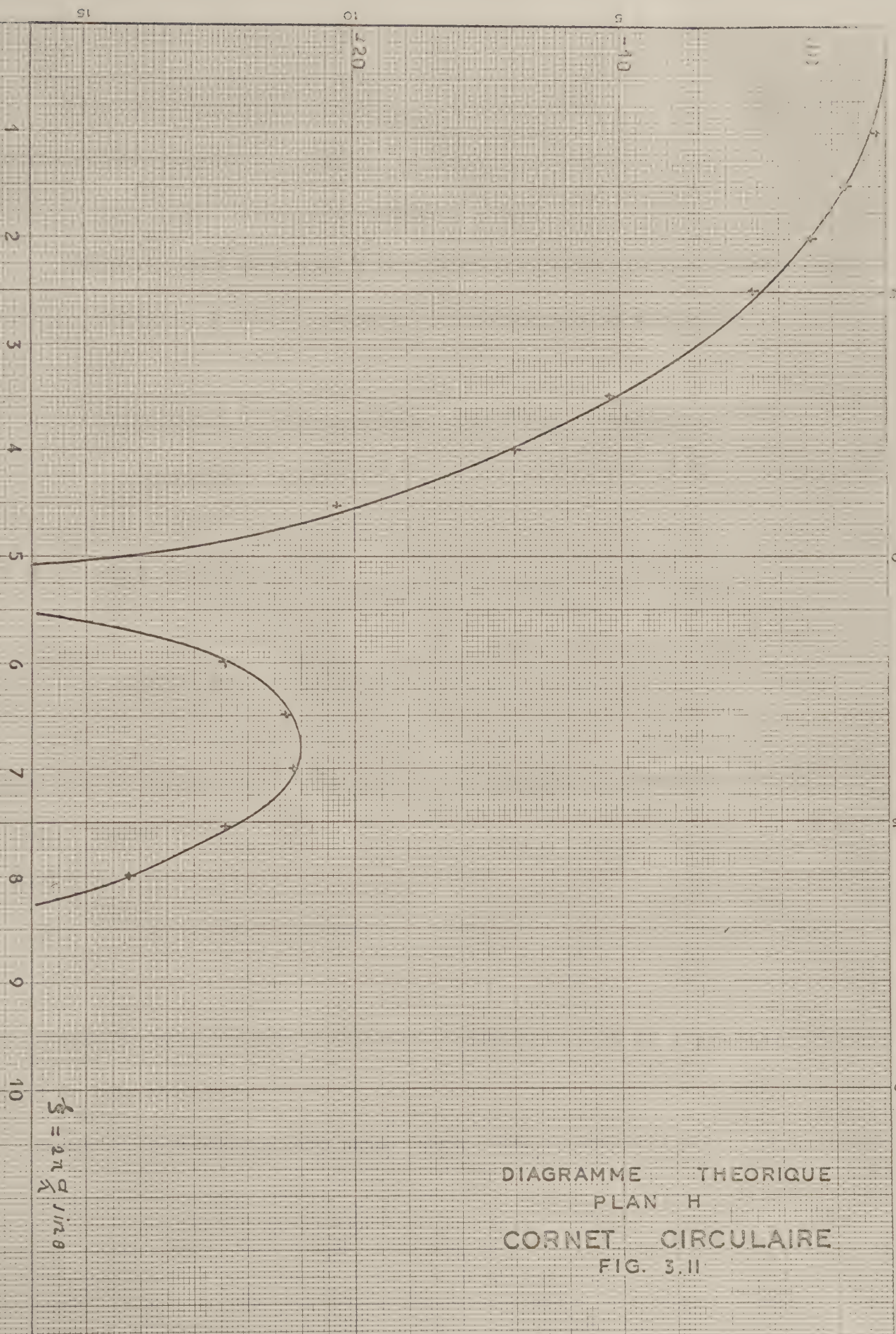


DIAGRAMME THEORIQUE
PLAN E
CORNET CIRCULAIRE
FIG. 2. II

$$\xi = 2\pi \rho \sin \theta$$



$$\theta = 2\pi \frac{D}{\lambda} \sin \theta$$

DIAGRAMME THEORIQUE
PLAN H
CORNET CIRCULAIRE
FIG. 3.11

Afin que cette étude théorique soit applicable à tous les cornets circulaires excités suivant le mode T_{E11} , l'abscisse est exprimée par

$$\xi = \frac{2\pi}{\lambda} a \sin\theta$$

En effet, pour un cornet à ouverture circulaire ayant $2a$ comme diamètre, on en déduit θ correspondant à un certain niveau d'énergie.

2.4. Ouvertures à 3 dB et positions des lobes secondaires.

2.4.1. Plan E. D'après la figure (2. II) l'ouverture du diagramme de rayonnement à 3 dB correspond à $\xi = 1,75$.

$$\text{d'où} \quad \sin\theta = \frac{1,75}{2\pi} \cdot \frac{\lambda}{a}$$

$$\text{et} \quad \theta = \text{Arc sin} \left(\frac{1,75}{2\pi} \cdot \frac{\lambda}{a} \right) \quad (10. II).$$

Position du premier lobe secondaire : cette position est repérée par le point A de la figure (2. II)

$$\text{On a :} \quad \xi = 5,5$$

$$\text{d'où} \quad \theta = \text{Arc sin} \left(\frac{5,5}{2\pi} \cdot \frac{\lambda}{a} \right) \quad (11. II)$$

Le niveau du premier lobe secondaire correspond à 18 dB au-dessous du niveau du lobe principal.

Position du deuxième lobe secondaire : elle est repérée par B de la figure (2. II).

$$\xi = 8,5$$

$$\text{D'où} \quad \theta = \text{Arc sin} \left(\frac{8,5}{2\pi} \cdot \frac{\lambda}{a} \right) \quad (12. II)$$

et niveau vaut 24 dB.

2.5. les minimums du diagramme : la figure (2. II) donne :

$$\xi_1 = 3,8$$

$$\xi_2 = 7$$

$$\xi_3 = 10$$

On en déduit :

$$\theta_1 = \text{Arc sin} \left(\frac{3,8}{vn} \cdot \frac{\lambda}{a} \right) \quad (13. \text{ II})$$

$$\theta_2 = \text{Arc sin} \left(\frac{7}{vn} \cdot \frac{\lambda}{a} \right) \quad (14. \text{ II})$$

$$\theta_3 = \text{Arc sin} \left(\frac{10}{vn} \cdot \frac{\lambda}{a} \right) \quad (15. \text{ II})$$

Plan H (figure 3. II)

Ouverture à 3dB : $\xi = 2$

$$\text{d'où} \quad \theta = \text{Arc sin} \left(\frac{2}{vn} \cdot \frac{\lambda}{a} \right) \quad (16. \text{ II})$$

Position du premier lobe secondaire :

$$\xi = 6,75$$

$$\theta = \text{Arc sin} \left(\frac{6,75}{vn} \cdot \frac{\lambda}{a} \right) \quad (17. \text{ II})$$

niveau : - 22 dB

Le minimum du diagramme :

$$\xi = 5,4$$

$$\theta = \text{Arc sin} \left(\frac{5,4}{vn} \cdot \frac{\lambda}{a} \right) \quad (18. \text{ II})$$

En général, l'ouverture du diagramme de rayonnement à 3 dB est très faible,

les relations (10. II) et (16. II) deviennent :

$$\text{Dans le plan E : } \theta_E = 0,556 \frac{\lambda}{2a} \text{ radian} \quad (19. II)$$

$$\text{Dans le plan H : } \theta_H = 0,636 \frac{\lambda}{2a} \text{ radian} \quad (20. II)$$

3 - Adjonction d'un réseau correcteur.

Pour un cornet à ouverture circulaire, les diagrammes de rayonnement sont donnés par les relations (8. II) et (9. II). Si ce cornet, dont l'ouverture constitue la source primaire, illumine un réseau correcteur, alors, en remplaçant respectivement $D_H(\alpha, \varphi)$ et $D_E(\alpha, \varphi)$ par les expressions (8. II) et (9. II) les expressions (11. I) et (12. I) deviennent :

$$D_H = \sum_{i=1}^n (-1)^{i-1} (1 + \cos \alpha) \frac{\delta^2 J'_i(\xi)}{\delta^2 \xi^2} I(\varphi) \frac{d}{\sqrt{d^2 + d\lambda n}} \cdot \frac{\sin N \frac{\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}}$$

comme $\cos \alpha = \frac{d}{\sqrt{d^2 + d\lambda n}}$

On obtient :

$$D_H = \sum_{i=1}^n (-1)^{i-1} I(\varphi) \frac{\delta^2 J'_i(r)}{\delta^2 r^2} \frac{d}{\sqrt{d^2 + d\lambda n}} \left(1 + \frac{d}{\sqrt{d^2 + d\lambda n}} \right) \frac{\sin N \frac{\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \quad (21. II)$$

et

$$D_E = \sum_{i=1}^n (-1)^{i-1} I(\varphi) \frac{d}{\sqrt{d^2 + d\lambda n}} \left(1 + \frac{d}{\sqrt{d^2 + d\lambda n}} \right) \lambda_i(r) \frac{\sin N \frac{\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \quad (22. II)$$

avec $\gamma = \frac{2\pi a}{\lambda} \sqrt{\frac{d\lambda n}{d^2 + d\lambda n}}$

comme n , nombre de zones, est bien déterminé, le diagramme de rayonnement

dans les deux plans dépend uniquement de

$$\frac{\sin N \frac{\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}}$$

ainsi l'étude du diagramme de rayonnement revient à étudier la variation de

l'expression :

$$\frac{\sin N \frac{\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}}$$

en fonction de θ

En tenant compte de cette remarque, on a :

$$D_H = A(n) \frac{\sin N \frac{\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \quad (23. II)$$

et

$$D_E = B(n) \frac{\sin N \frac{\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \quad (24. IV)$$

$$\text{avec } A(n) = \sum_1^n (-1)^{n-1} I(\varphi) \cdot \frac{\delta^2 J'_1(r)}{\delta^2 r^2} \cdot \frac{d}{\sqrt{d^2 + d \lambda n}} \left(1 + \frac{d}{\sqrt{d^2 + d \lambda n}} \right)$$

$$B(n) = \sum_1^n (-1)^{n-1} I(\varphi) \cdot \lambda_1(r) \cdot \frac{d}{\sqrt{d^2 + d \lambda n}} \left(1 + \frac{d}{\sqrt{d^2 + d \lambda n}} \right)$$

4 - Construction des cornets à ouvertures circulaires.

4.1. Réalisation.

A partir des équations de Maxwell et en tenant compte des conditions aux limites, on peut établir une relation entre le gain et les dimensions d'un cornet antenne.

L'étude faite par Fradin [6] montre que le cornet présente des gains différents correspondant à chaque mode d'excitation. Pour un cornet ayant une longueur R, le gain dépend de l'ouverture de ce cornet. Soit D, le diamètre de l'ouverture. L'abaque (a) montre que le gain croît avec D, passe par un maxi-

* dans les formules précédentes, on remplace a par $\frac{D}{2}$

mun puis décroît. Rappelons que, si le champ à l'ouverture est uniforme, le gain est linéairement proportionnel à D^2 . L'abaque montre que l'on est loin de ce cas idéal.

Nous appelons diamètres optimums, les diamètres correspondants aux gains maximums de cet abaque. L'abaque (b) réunit les valeurs optimums permettant ainsi de calculer les dimensions d'un cornet ayant un gain souhaité.

Dans cet abaque (b), la courbe $R = f(G)$ croît plus vite que la courbe $D = f(G)$. Il en résulte qu'une augmentation du gain entraîne une croissance énorme de la longueur R du cornet. On a donc intérêt à choisir un gain convenable afin que la longueur du cornet ne soit pas excessive.

En tenant-compte de ces considérations, nous avons choisi $G=23\text{dB}$. Cette valeur dépasse de 3 à 5dB celle du gain des cornets proposés par les constructeurs.

Comme λ_g , la longueur d'onde guide, est égale à 10,8mm et $G = 23 \text{ dB}$, l'abaque (b) donne :

$$\frac{D}{\lambda} = 5,5$$

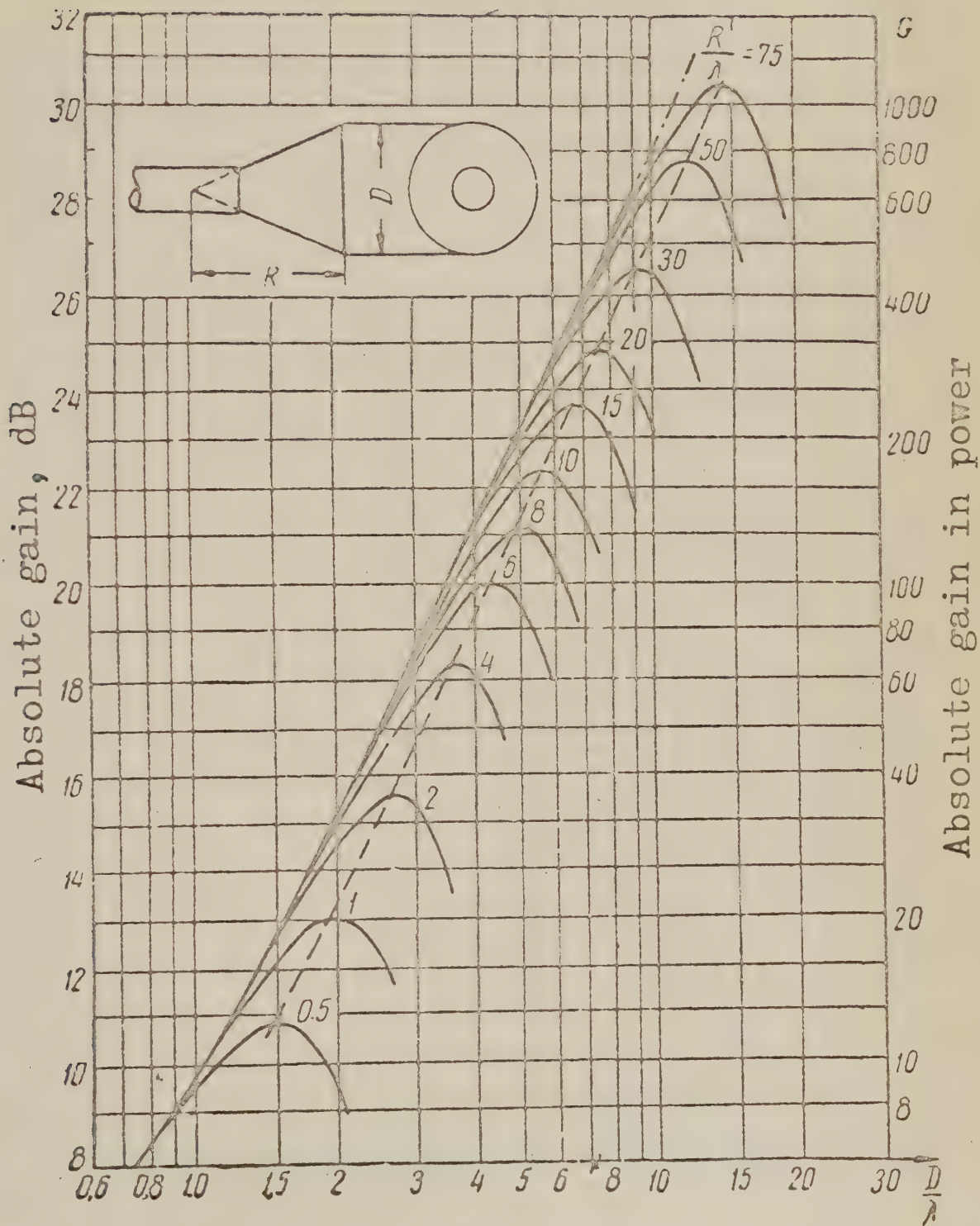
$$\frac{R}{\lambda} = 10$$

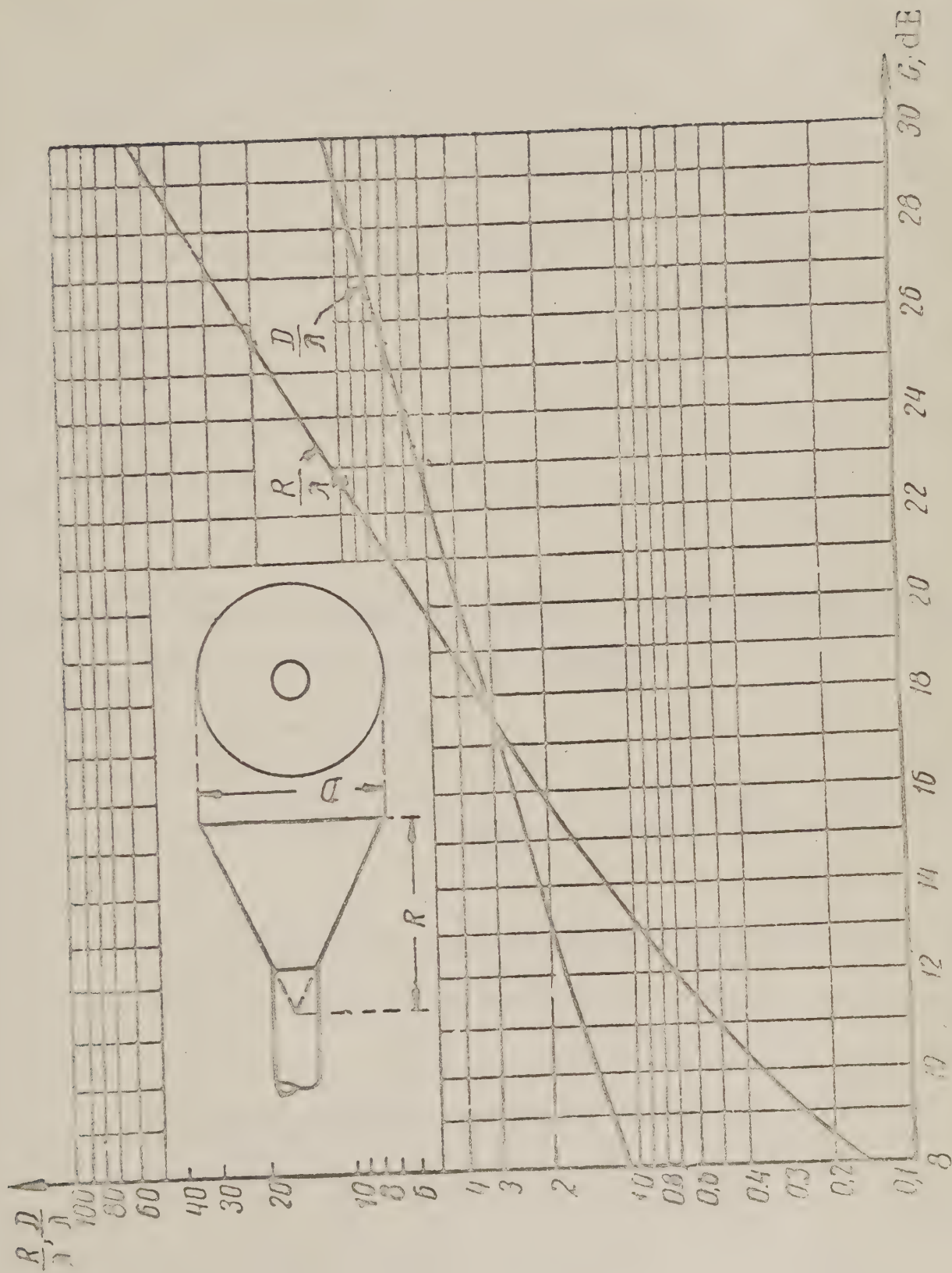
On trouve : $D = 60\text{mm}$ et $R = 108 \text{ mm}$

La photographie n° 1 présente le cornet réalisé d'après les calculs. Il est muni d'une transition guide continue.

4.2. Mesure du T. O. S.

En hyperfréquences, l'adaptation d'un accessoire est caractérisée par son taux d'ondes stationnaires (T.O.S.). Il est donc intéressant de mesurer le T.O.S. du cornet.





Le T.O.S. est défini par :
$$\bar{T} = \frac{V_{max}}{V_{min}}$$

V_{max} et V_{min} sont des tensions détectées en déplaçant la sonde.

La figure 2. II. bis schématise le dispositif de mesure qui comprend :

1- ligne de mesure

2- millivoltmètre

3- cornet soumis à la mesure du T.O.S.

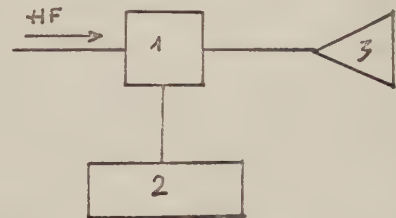


Figure 2. II. Bis

Avec la ligne de mesure de Philips PM 7 135 Q, on trouve pour le cornet construit d'après les données précédentes : $\bar{T} = 1,08$

5 - Comparaison des prévisions théoriques et des résultats expérimentaux(*)

5.1. Cornet non muni d'un réseau correcteur.

5.1.1. Prévisions théoriques.

5.1.1.1. Gain théorique : A partir de l'abaque (b) de Fradin et en tenant-compte du rapport gain-dimensions, nous avons prévu :

$$G = 23 \text{ dB}$$

5.1.1.2. Ouverture du lobe principal : l'ouverture du lobe principal est calculée grâce à la relation (10. II) pour le plan E et (16. II) pour le plan H.

(*) On rapporte dans ce paragraphe les résultats des mesures effectuées dans les conditions expérimentales décrites en détail au chapitre V.

Comme $a = 30 \text{ mm}$

et $\lambda_0 = 8,6 \text{ mm.}$

On doit avoir dans le plan E $2\theta_E = 10^\circ$

et dans le plan H $2\theta_H = 12^\circ$

5.1.1.3. : Positions des lobes secondaires.

Les relations (11. II) et (12. II) permettent de calculer les positions des lobes secondaires dans le plan E, soit :

$$\theta_{E_1} = 15^\circ \quad \theta_{E_2} = 24^\circ$$

tandis que la relation (17. II) donne, dans le plan H :

$$\theta_H = 19^\circ 30'$$

5.1.1.4. : Les zéros du diagramme.

Dans le plan E, avec les relations (13. II) (14. II) et (15. II), on trouve successivement :

$$\theta_{E01} = 10^\circ$$

$$\theta_{E02} = 19^\circ$$

$$\theta_{E03} = 27^\circ$$

Dans le plan H, la relation (18. II) donne :

$$\theta_{H01} = 15^\circ$$

5.1.2. Résultats expérimentaux :

5.1.2.1. : gain du cornet.

Méthode de mesure [1] : Soient G, le gain du cornet, et P_0 la puissance alimentant le cornet. Par définition [1]

$$G = \frac{P_0}{4\pi} \quad : \text{puissance rayonnée par unité d'angle solide.}$$

A l'arrivée au cornet-récepteur, cette puissance est :

$$\frac{P_0}{4\pi r^2} G \text{ par unité de surface.}$$

r : la distance entre les deux cornets.

Soit S , la surface de l'ouverture du cornet récepteur, la puissance reçue est:

$$P = \frac{P_0}{4\pi r^2} GS \quad G.$$

comme $G = 0,835 \frac{4\pi}{\lambda^2} S$

alors :

$$G = \sqrt{0,835 \cdot \frac{4\pi r}{\lambda} \cdot \sqrt{\frac{P}{P_0}}} \quad (25.II)$$

Ainsi pour déterminer le gain, il suffit de mesurer les puissances P et P_0 .

Le dispositif de mesure est représenté par la figure suivante :

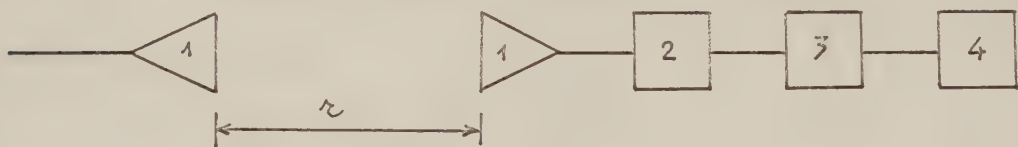


figure (3.II bis)

1. cornet à ouverture circulaire
2. atténuateur
3. détecteur
4. galvanomètre.

Le cornet récepteur débite sur un détecteur (3) à travers un atténuateur (2).

Soit A_1 , le nombre de divisions lu sur l'atténuateur correspondant à une

certaine déviation G du galvanomètre (4).

Le cornet émetteur est maintenant remplacé par l'ensemble atténuateur-détecteur-galvanomètre. On agit sur l'atténuateur pour obtenir la même lecture G . Soit A_2 , la nouvelle lecture.

$A_2 - A_1$ donne le rapport $\frac{P}{P_0}$ en décibels.

On en déduit G grâce à la relation (25. II)

avec $r = 1200$ mm.

on trouve $G \simeq 22$ dB.

5.2 : Cornet muni d'un réseau correcteur.

5.2.1. Prévisions théoriques

5.2.1.1. Ouverture du lobe principal à 3 dB.

De la relation (17. I), remplacer N par 34 qui est le nombre de traits du réseau plan utilisé, et q par $1/2$ afin d'éliminer les maximums principaux d'ordre supérieur, on trouve.

$$2\theta_e \simeq 2\theta_H = 3^\circ$$

5.2.2. : Résultats expérimentaux :

5.2.2.1. ouverture du lobe principal à 3 dB. Positions et niveau des lobes secondaires dans les deux plans.

Les déterminations sont faites au moyen des diagrammes de rayonnement.

Le tableau suivant résume les résultats obtenus dans les deux cas : avec et sans réseau correcteur.

La figure 4. II:représente le diagramme de rayonnement dans le plan E

sans réseau correcteur.

La figure 5. II : diagramme dans le plan H sans réseau correcteur.

La figure 6. II : diagramme dans le plan E avec réseau-correcteur

La figure 7. II : diagramme dans le plan H avec réseau correcteur.

La distance entre les deux cornets est de 1,50m. Le dispositif permettant de tracer le diagramme est donné par la photographie n° 1.

L'étude de la variation de l'énergie axiale du système sera faite au chapitre IV.

6 - Comparaisons des valeurs théoriques et expérimentales.

Interprétation :

Il existe un écart entre les valeurs théoriques et expérimentales.

En effet, l'étude théorique n'est pas rigoureuse. Si l'on connaît la distribution exacte de l'amplitude à l'ouverture du cornet, par contre, on a supposé que la phase est constante. Cette hypothèse est nécessaire pour simplifier raisonnablement les calculs.

Dans le calcul, nous ne tenons pas compte des phénomènes secondaires notamment des réflexions accessoires par le sol etc..

On remarque que la valeur expérimentale approche d'autant plus de la valeur théorique que θ est faible. A mesure que θ augmente, l'écart croît. On peut interpréter ce résultat par le calcul suivant, d'après la figure (1. II)

$$r^2 = r_1^2 - 2 \xi r_1 \sin \theta \sin \varphi - 2 \eta r_1 \sin \theta \cos \varphi + \xi^2 + \eta^2$$

On suppose que $\xi^2 + \eta^2$ est négligeable devant r_1^2 d'une part, et d'autre

part :

$2 \xi z_0 \sin \theta \sin \varphi + 2 \eta z_0 \sin \theta \cos \varphi$ est très petit devant z_0^2 si bien que la relation ci-dessus prend la forme :
$$z = \sqrt{z_0^2 + \varepsilon} \approx z_0 + \frac{\varepsilon}{2z_0}$$

On en déduit :

$$z = z_0 - (\xi \sin \theta \sin \varphi + \eta \sin \theta \cos \varphi).$$

Pour θ faible, cette approximation est valable, ce qui explique un écart réduit entre les valeurs théoriques et expérimentales.

7 - Cornet à ouverture circulaire donnant la même directivité que le cornet muni du réseau correcteur.

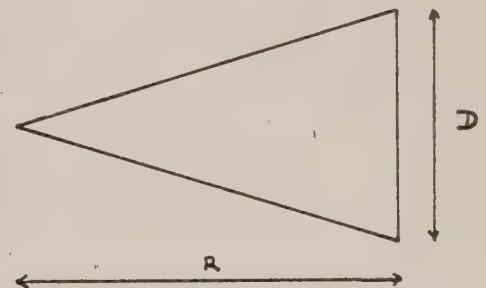
Si l'on veut qu'un cornet à ouverture circulaire donne le même diagramme que le système cornet-réseau correcteur, d'après la relation (19. II), il faut que le diamètre D de l'ouverture de ce cornet soit égal à :

$$D = 2a = \frac{0,556 \lambda}{\theta_E} \cdot \frac{180}{\pi}$$

avec $\lambda_0 = 8,6 \text{ mm}$

$$\theta_E = 2^\circ$$

on trouve $D = 14 \text{ cm}$



L'abaque (a) de Fradin donne la longueur R correspondante du cornet

$$R \gg 100 \lambda = 86 \text{ cm}$$

et l'étendue d_s de la zone de Fresnel est déterminé par : $d_s \gg \frac{2D^2}{\lambda} = 5 \text{ m}$

D'après l'abaque (b) de Fradin, le gain à toutefois augmenté de 7 dB. Mais l'encombrement de l'édérrien qui serait réalisé et l'éloignement de l'entrée en zone de Fraunhofer ne sont pas compatible avec un emploi en laboratoire.

				sans réseau	avec réseaux correcteurs
Gain				Théorique Expérimental	23, 12 dB 21, 90 dB 24, 00 dB
Ouverture du lobe Principal à 3dB : 2 θ.	Plan E	{ Théorique Expérimental Théorique Expérimental	10° 13° 12° 16°		3° 4° 3° 4°
	Plan H				
Positions et niveaux des lobes secondaires	Plan E	{ Théorique Expérimental Théorique Expérimental	15° - 17dB 24° - 22dB 40° - 25 dB 19°30 - 22,5dB - D -		0 40° - 24 dB 0 20° - 25dB 30° - 26dB
	Plan H				
Les zéros du diagramme.	Plan E	{ Théorique Expérimental Théorique Expérimental	10°5 32° 15° -0-	10°5 19° 27°	0 20° 0 10° 25°
	Plan H				

CORNET A OUVERTURE CIRCULAIRE

Résultats théoriques et expérimentaux

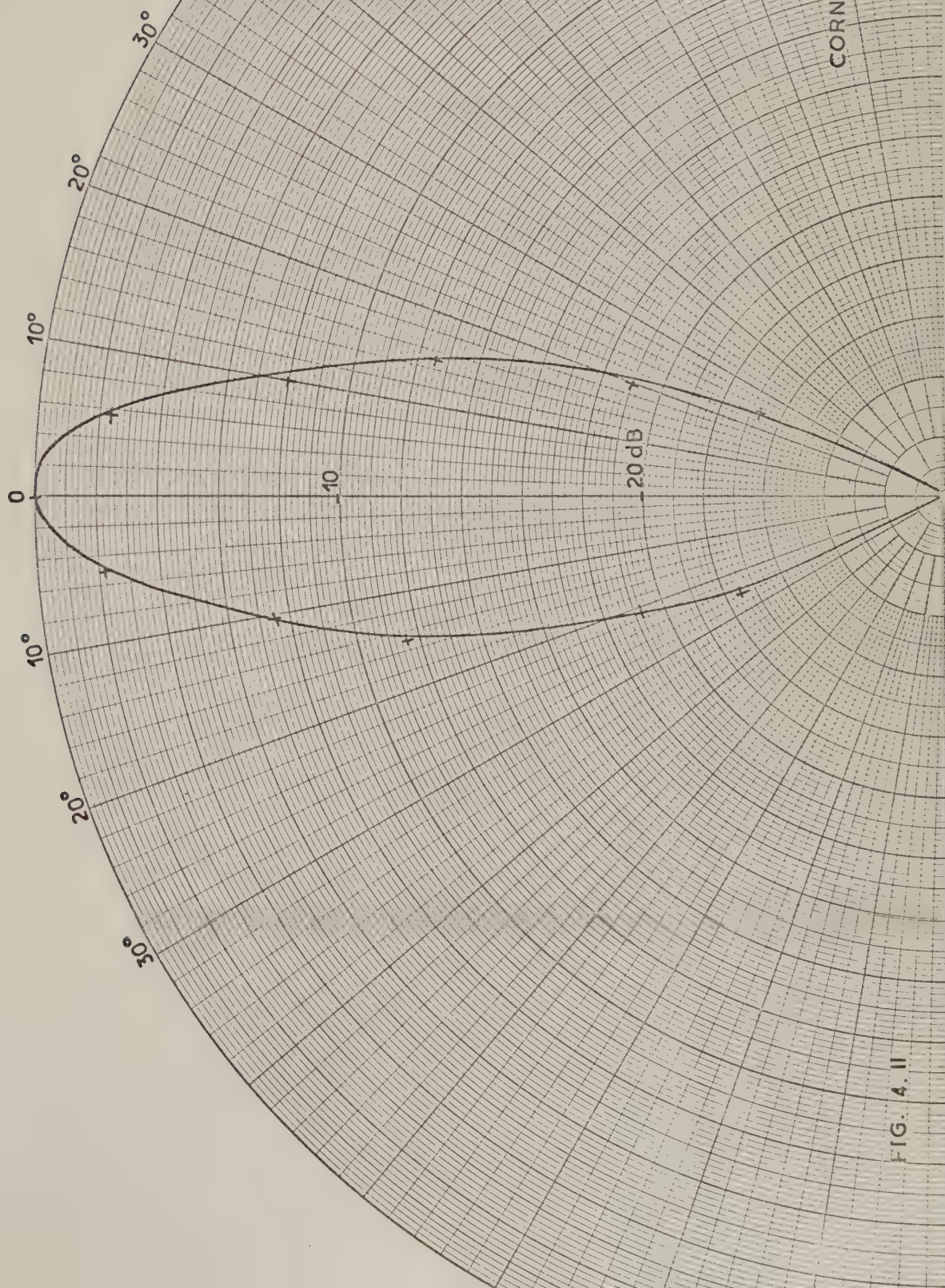


FIG. 4. II

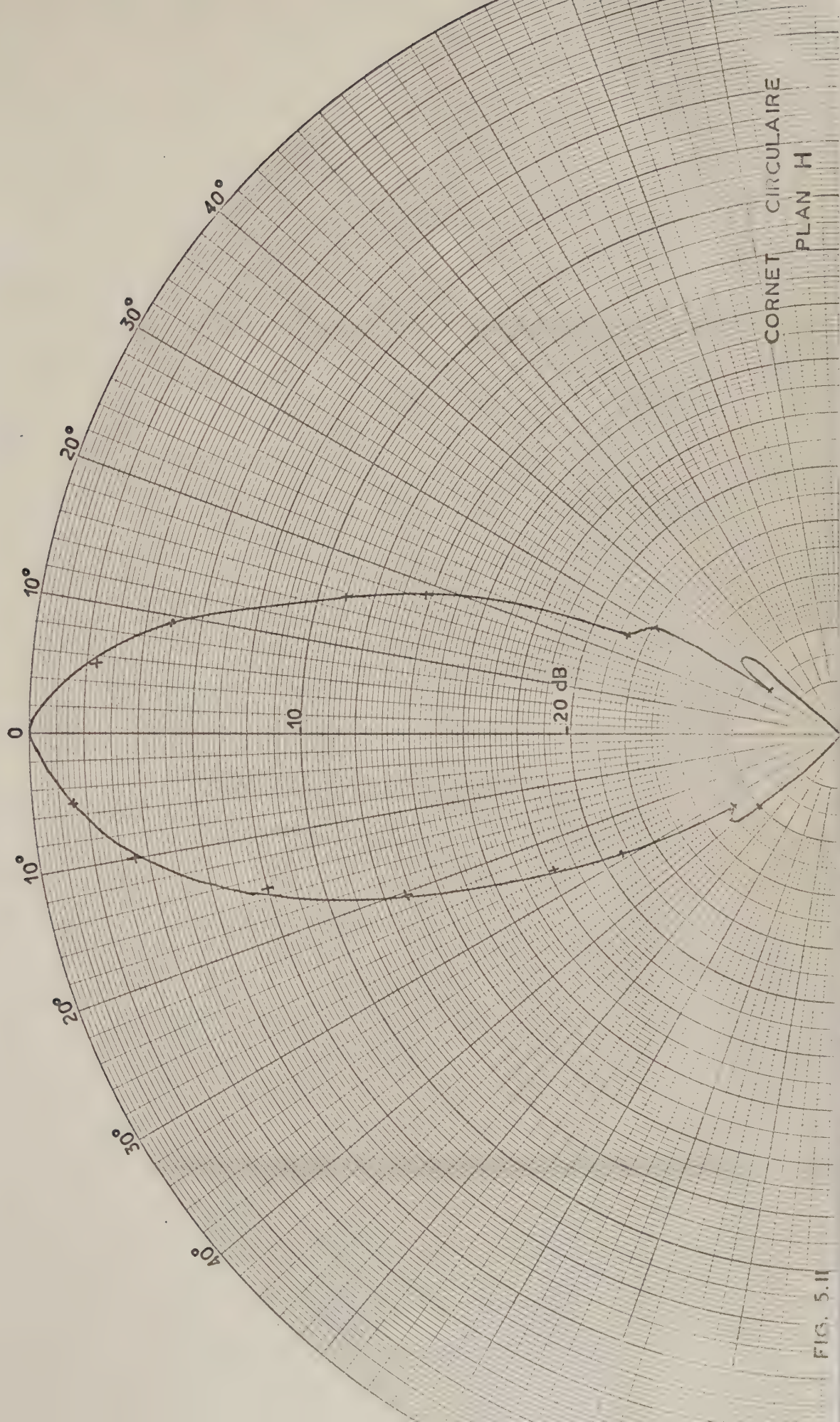
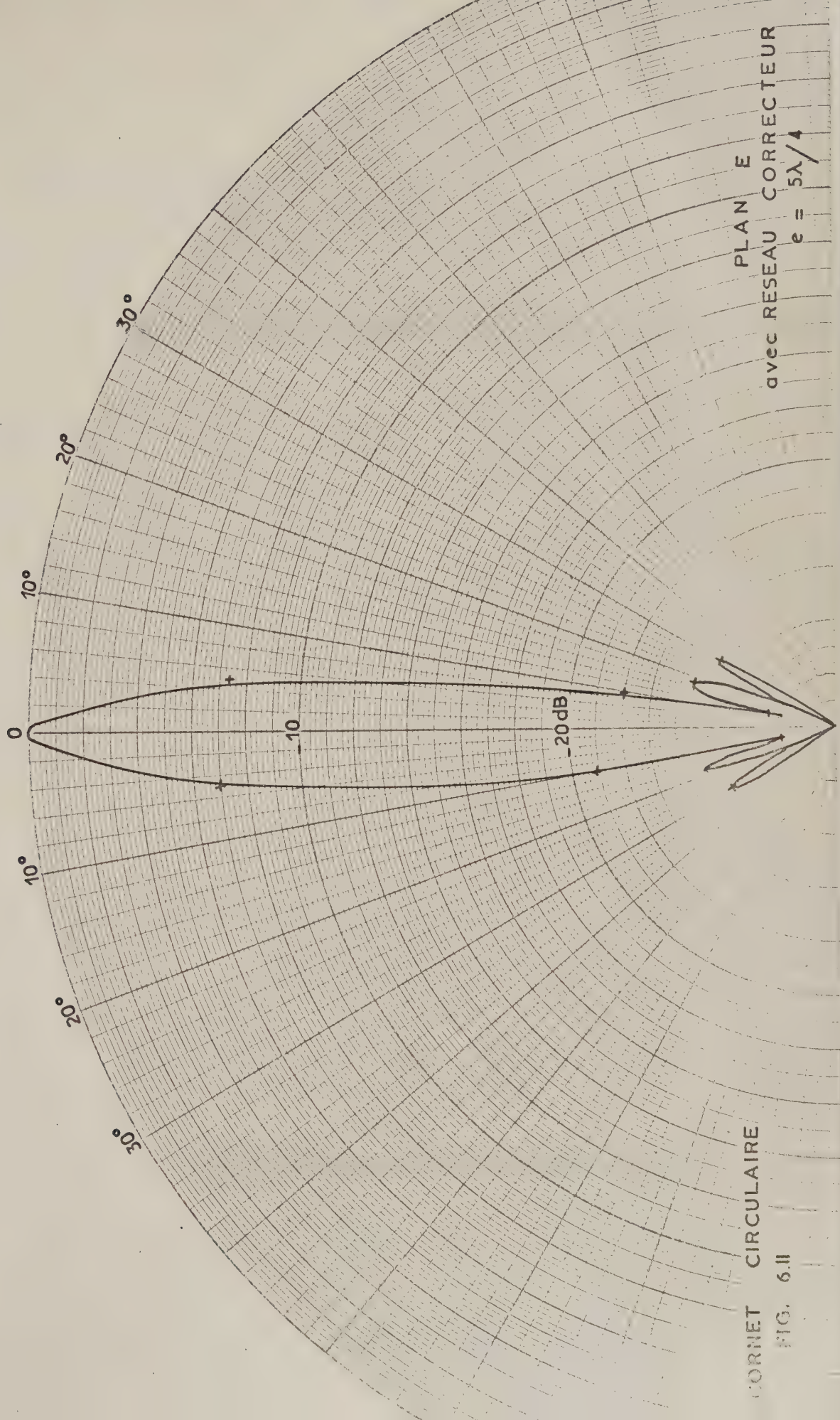


FIG. 5.11



CORNET CIRCULAIRE

FIG. 6.11

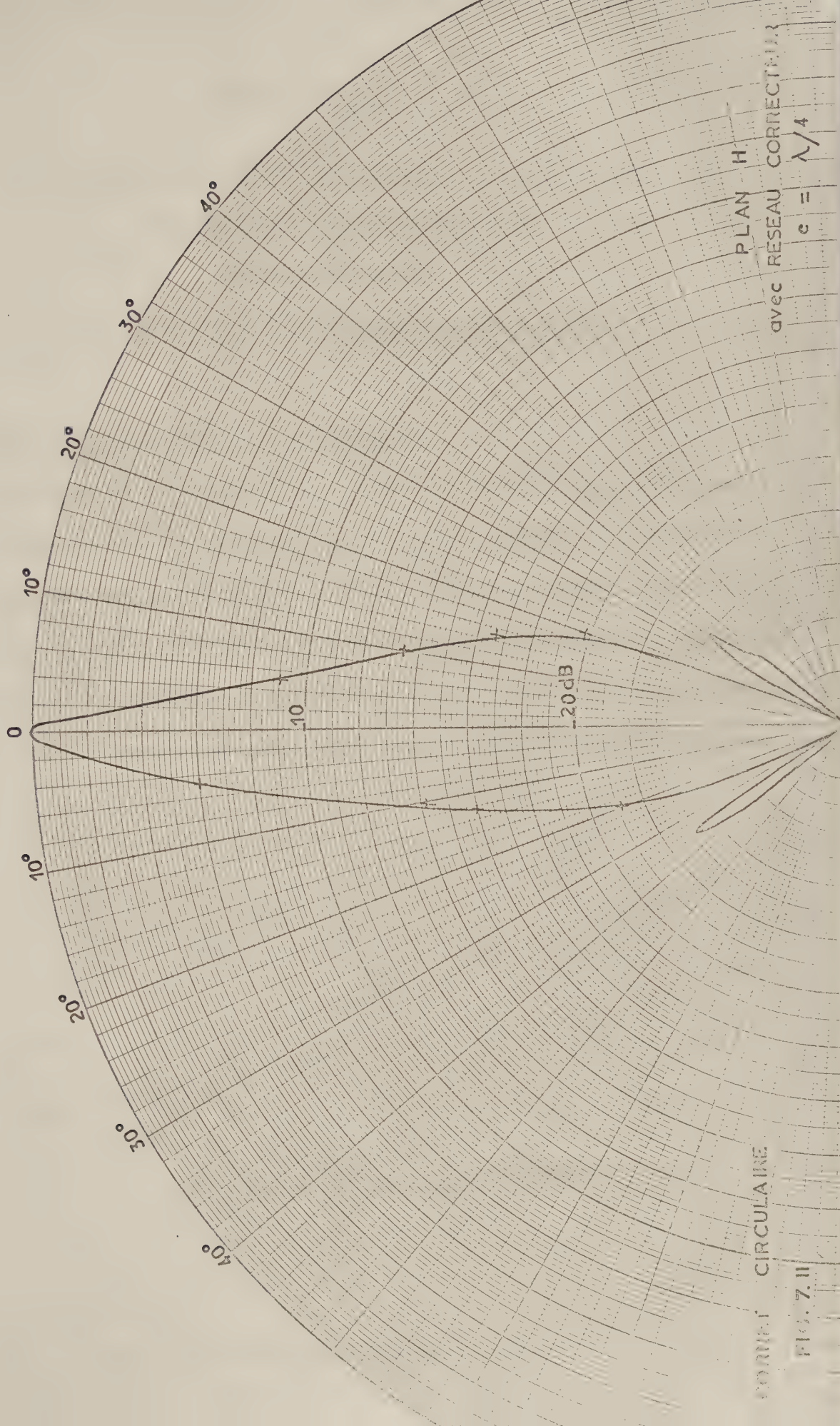


FIG. 7. II

CHAPITRE III

ETUDE THEORIQUE DU RAYONNEMENT D'UN CORNET A

OUVERTURE RECTANGULAIRE

(cornet pyramidal)

INFLUENCE DU RESEAU CORRECTEUR

1 - Relations fondamentales de propagation :

Pour un guide rectangulaire, le mode fondamental T_{E01} est toujours utilisé en raison de sa stabilité ainsi que des pertes réduites qu'il entraîne.

Les méthodes permettant de calculer le champ créé en un point M de l'espace par le cornet pyramidal, de calculer le diagramme de rayonnement, de déterminer les positions et le nombre des lobes secondaires sont identiques à celles utilisées dans le chapitre précédent. Nous résumons les résultats obtenus

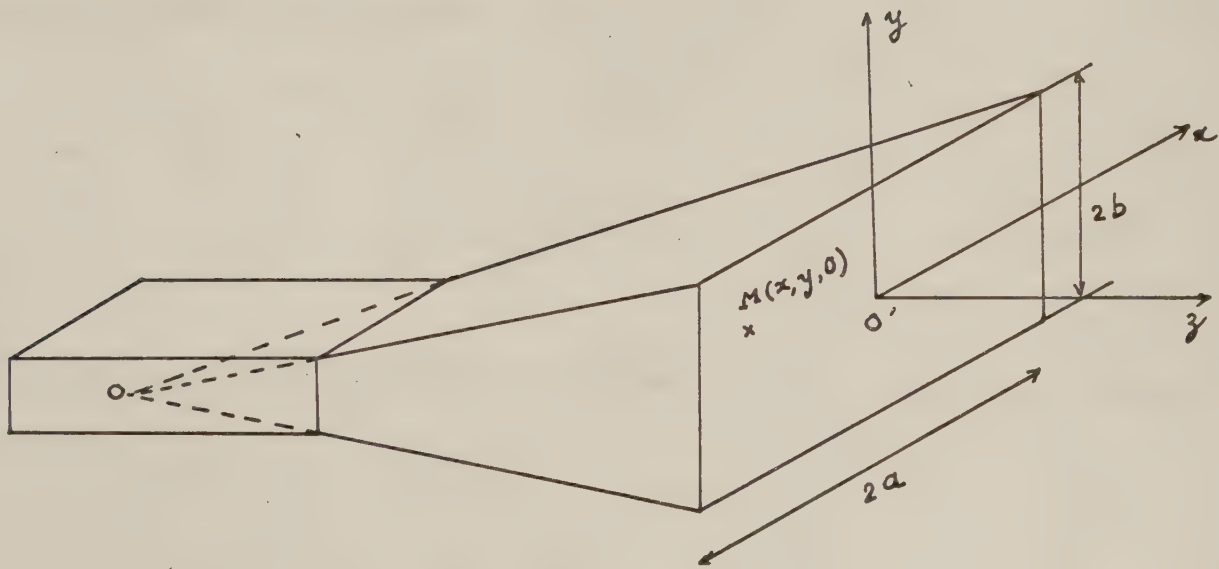


Fig (1. II) CORNET PYRAMIDAL

1.1. Champ en M (fig. 1. III) [6] .

On choisit O' , centre géométrique de l'ouverture, comme l'origine des phases.

Soit O , le centre géométrique du cornet pyramidal.

Posons $O'O = R$

Le déphasage entre M et O' est :

$$\phi = -\frac{2\pi}{\lambda}(OM - OO')$$

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\sqrt{R^2 + x^2 + y^2} - R \right)$$

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{2R} + \frac{y^2}{2R} - \frac{1}{8} \frac{(x^2 + y^2)^2}{R^3} + \dots \right) \quad (1. III)$$

comme x et y sont petits devant R , on a :

$$\phi = \frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2}{2R} + \frac{y^2}{2R} \right)$$

$$\phi = \frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2 + y^2}{R} \right) \quad (2. III)$$

Dans le cas où le cornet pyramidal est excité suivant le mode T_{E01} , le champ en M s'écrit :

$$E_y = E_0 \cos \frac{\pi x}{2a} e^{-j\frac{\pi}{\lambda} \left(\frac{x^2 + y^2}{R} \right)} \quad (3. III)$$

E_0 est le champ en O' .

1.2. Champ en un point B dans l'espace créé par le cône et py

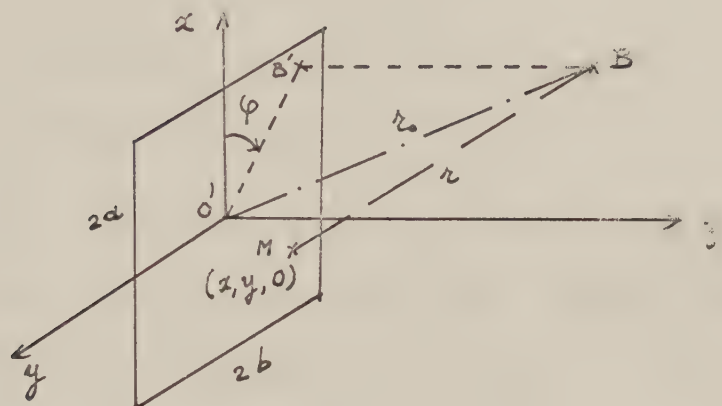


Figure (2. III)

Soient $2a$ et $2b$ les dimensions de l'ouverture du cône.

Le champ dans le plan H : (fig. 2. III)

$$E_H = A \int_{-b}^{+b} dy \int_{-a}^{+a} \cos \frac{\pi x}{2a} e^{jkx \sin \theta} dx \quad \text{avec} \quad k = \frac{2\pi}{\lambda}$$

$$E_H = \frac{2}{\pi} A \cdot a \cdot b \cdot \frac{\cos \frac{\theta}{2}}{1 - \left(\frac{2}{\pi} \frac{\theta}{2}\right)^2} \quad (4. III)$$

et dans le plan E :

$$E_E = A \int_{-a}^{+a} \cos \frac{\pi x}{2a} dx \cdot \int_{-b}^{+b} e^{jky \sin \theta} dy$$

$$E_E = \frac{2}{\pi} A \cdot a \cdot b \cdot \frac{\sin \frac{\theta}{2}}{\frac{\theta}{2}} \quad (5. III)$$

avec

$$A = j \frac{e^{-jk_0}}{\lambda_0} E \cos^2 \frac{\theta}{2}$$

et $\xi_1 = ka \sin \theta$

$$\xi_2 = kb \sin \theta$$

Par définition, le diagramme de rayonnement dans le plan H, est :

$$D_H = \cos^2 \frac{\theta}{2} \frac{\cos(ka \sin \theta)}{1 - \left(\frac{2}{\pi} ka \sin \theta\right)^2} \quad (6. III)$$

et dans le plan E :

$$D_E = \cos^2 \frac{\theta}{2} \frac{\sin(kb \sin \theta)}{kb \sin \theta} \quad (7. III).$$

1.3. Ouvertures à 3 dB.

1.3.1. Plan H : On définit l'ouverture d'un lobe principal d'un diagramme de rayonnement par le rapport :

$$\frac{D_H(0)}{D_H(\theta_0)} = \sqrt{2}$$

θ_0 : demi-ouverture

on en trouve, d'après les courbes D_H et D_E tracées par Fradin [6]:

$$2\theta_{0H} = 1,18 \frac{\lambda}{2a} \text{ radians}$$

$$\text{soit } 2\theta_{0H} = 68 \frac{\lambda}{2a} \text{ degrés} \quad (8. III)$$

2a étant le grand côté de l'ouverture

1.3.2. Plan E : La même définition s'applique au plan E. On en trouve :

$$2\theta_{0E} = 56 \frac{\lambda}{2b} \text{ degrés.} \quad (9. III)$$

2b étant le petit côté de l'ouverture

1.4. Les maximums du diagramme :

1.4.1. Plan E : Comme le diagramme de rayonnement dans le plan E, est donné par l'expression (7. III), on en déduit, pour θ faible, ce qui est le cas pratique :

$$\frac{d \left(\frac{\sin \xi_e}{\xi_e} \right)}{d \xi_e} = 0$$

où $\tan \xi_e = \xi_e$

la résolution par la méthode graphique donne :

$$\xi_e = 0 ; 1,43 \pi ; 2,45 \pi ; 3,47 \pi \text{ etc...radians}$$

ce qui donne successivement :

$$\theta_E = \text{Arc sin} \left(\frac{1,43 \pi}{k b} \right) \quad (10. \text{III})$$

$$\theta_{2E} = \text{Arc sin} \left(\frac{2,45 \pi}{k b} \right) \quad (11. \text{III})$$

$$\theta_{3E} = \text{Arc sin} \left(\frac{3,47 \pi}{k b} \right) \quad (12. \text{III})$$

et les maximums correspondants ont les valeurs :

1	0,22	0,12	0,09
---	------	------	------

le rapport entre le maximum de lobe principal et celui du premier lobe secondaire est :

$$\frac{E(0)}{E(\theta_e)} = \frac{1}{0,22}$$

soit 13 dB

Quelles que soient les dimensions, pour un cornet pyramidal, le premier lobe secondaire se trouve à 13 dB du lobe principal.

1.4.2. Plan H : La même méthode nous conduit à trouver :

$$\xi_1 = 0 \text{ radian ; } 6,2 \text{ radians}$$

$$\text{d'où } \theta_{1H} = \text{Arc sin} \left(\frac{6,2}{ka} \right) \quad (13. \text{III})$$

Les maximums correspondants ont les valeurs :

$$1 ; \quad 0,08$$

Le rapport entre les deux lobes principal et secondaire est :

$$\frac{E(0)}{E(\theta_{1H})} = \frac{1}{0,08}$$

soit : 22,28 dB.

ainsi, dans le plan H, le nombre de lobes secondaires et leur niveau sont plus faibles que dans le plan E.

1.5. Les minimums du diagramme.

Plan E : Les zéros ou les minimums sont évidemment ceux de $\sin \xi_2 = 0$

($\xi_2 = n\pi$) à l'exception de $\xi_2 = 0$. On en déduit :

$$\theta_{nE} = \text{Arc sin} \frac{k\pi}{kb} \quad (14. \text{III})$$

k : nombre entier : 1, 2, ..., n, K : nombre d'onde

Plan H : de même, dans le plan H :

$$ka \sin \theta = (2n+1) \frac{\pi}{2}$$

$$\text{ce qui donne : } \theta_{nH} = \text{Arc sin} \frac{(2n+1)\pi}{2Ka} \quad (15. \text{III})$$

D'après la figure (2. III) ; a est supérieur à b , l'expression (15. III) montre

que le nombre de minimum ou de zéro dans le plan H est inférieur à celui dans le plan E.

2 : Adjonction d'un réseau correcteur.

Si le cornet pyramidal illumine un réseau-correcteur, alors, en remplaçant respectivement $D_H(\alpha, \varphi)$ et $D_E(\alpha, \varphi)$ par les expressions (6. III) et (7. III), les expressions représentant les diagrammes de rayonnement dans le plan E et H deviennent :

$$D_H = \sum_{i=1}^n (-1)^{n-i} I(\varphi) \left(\frac{d^2}{d^2 + d\lambda n} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\cos \xi_1}{1 - \left(\frac{2}{\pi} \xi_1 \right)^2} \cdot \frac{\sin N \frac{\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \quad (16. III)$$

et

$$D_E = \sum_{i=1}^n (-1)^{n-i} I(\varphi) \left(\frac{d^2}{d^2 + d\lambda n} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\sin \xi_2}{\xi_2} \cdot \frac{\sin N \frac{\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \quad (17. III)$$

ou

$$D_H = A(n) \frac{\sin N \frac{\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \quad (18. III)$$

et

$$D_E = B(n) \frac{\sin N \frac{\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \quad (19. III)$$

avec

$$A(n) = \sum_{i=1}^n (-1)^{n-i} I(\varphi) \left(\frac{d^2}{d^2 + d\lambda n} \right)^{\frac{3}{2}} \frac{\cos \xi_1}{1 - \left(\frac{2}{\pi} \xi_1 \right)^2} \quad (20. III)$$

et

$$B(n) = \sum_{i=1}^n (-1)^{n-i} I(\varphi) \frac{d^2}{d^2 + d\lambda n} \cdot \frac{\sin \xi_2}{\xi_2} \quad (21. III)$$

Remarquons que pour les faibles valeurs de θ ($\theta < 2^\circ$) $A(n)$ et $B(n)$ sont sensiblement constants, le diagramme de rayonnement dans les deux plans dépend de

$$\frac{\sin N \frac{\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}}$$

3 : Comparaison des prévisions théoriques et des résultats expérimentaux.

3.1. Cornet pyramidal non muni de réseau

3.1.1. Gain théorique. Par définition, le gain d'un cornet pyramidal est le rapport de la densité d'énergie axiale (par unité de longueur) par la puissance totale rayonnée par le cornet.

$$G = \frac{P}{P_0} \quad (22. III)$$

P = densité d'énergie axiale par unité de longueur

P_0 énergie rayonnée

Dans le plan E, on a :

$$P = |\vec{E} \wedge \vec{H}| \approx \frac{E^2}{120\pi}$$

d'où

$$P_0 = \frac{E_0^2}{120\pi} 2b \int_{-a}^{+a} \cos^2 \frac{\pi x}{2a} dx$$

$$P_0 = \frac{E_0^2}{120\pi} \cdot \frac{a \cdot b}{2}$$

et

$$P = r^2 E_{\max}^2 = \frac{4}{\pi^2 \lambda^2} a^2 b^2 E_0^2$$

$$\text{On en déduit : } G = 0,81 \frac{4\pi a \cdot b}{\lambda^2} \quad (24. III)$$

Ainsi , dans le plan E, le facteur de gain F est inférieur à l'unité. En effet, le casidéal serait :

$$G = \frac{4\pi}{\lambda^2} a.b$$

Pour le cornet pyramidal philips PP 40 80 Q dont les dimensions d'ouverture sont :

$$2a = 46 \text{ mm} \quad 2b = 30 \text{ mm}$$

On trouve $G = 21,46 \text{ dB}$.

3.1.2. Ouverture du lobe principal.

A l'aide de l'expression (8. III),

on trouve :

$$2\theta_{\bullet H} = 13^\circ$$

L'expression (9. III) donne :

$$2\theta_{\bullet E} = 16^\circ$$

3.1.3. Positions des maximums.

Dans le plan E, les expressions (10. III) , (11. III) et (12. VII) donnent respectivement :

$$\theta_E = 24^\circ$$

$$\theta_{\bullet E} = 44^\circ 30'$$

$$\theta_{,E} = 90^\circ$$

Dans le plan H, de (13. III), on trouve :

$$\theta_H = 21^\circ$$

3.1.4. Positions des zéros ou des minimums.

Dans le plan E, en remplaçant successivement n par 1, 2, 3, ect.... l'expression (14. III) donne :

$$\theta_{\bullet E} = 16^\circ 30'$$

$$\theta_{\epsilon} = 36^{\circ}30'$$

$$\theta_{\epsilon} = 60^{\circ}$$

Dans le plan H . L'expression (15.III) donne :

$$\theta_H = 11^{\circ}$$

$$\theta_H = 34^{\circ}$$

3.2. Cornet pyramidal non muni de réseau.

Résultats expérimentaux.

3.2.1. Gain du cornet. Avec la méthode utilisée pour mesurer le gain du cornet à ouverture circulaire (chapitre II, § 5.1.2.), on trouve :

$$G = 19 \text{ dB}$$

3.3. Cornet pyramidal muni d'un réseau correcteur.

3.3.1. Prévisions théoriques :

De la relation (17.1), remplace N par 66 qui est le nombre de traits choisi pour le réseau plan utilisé pour tenir compte des conditions requises (^{dimensions} diamètre de l'ouverture secondaire) et q par 1/4 afin d'éliminer les maxima principaux d'ordre supérieur, on trouve

$$2\theta_{\epsilon} \approx 2\theta_H = 2^{\circ}40'$$

L'introduction du réseau correcteur ramène $2\theta_{\epsilon}$ de 12° à $2^{\circ}40'$

3.3.2. Résultats expérimentaux :

3.3.2.1. Ouverture du lobe principal à 3 dB

Positions et niveaux des lobes secondaires dans les deux plans.

Les déterminations sont faites au moyen des diagrammes de rayonnement.

Le tableau suivant résume les résultats obtenus dans les deux cas :
avec et sans réseau correcteur.

La figure (3. III) représente le diagramme de rayonnement
dans le plan E sans réseau correcteur

La figure (4. III) : diagramme dans le plan H sans réseau correcteur

La figure (5. III) : Diagramme dans le plan E avec réseau correcteur

La figure (6. III) : diagramme dans le plan H avec réseau correcteur.

4 - Comparaison des valeurs théoriques et expérimentales.

Pour $\theta < 4^\circ$, l'écart entre le calcul et la mesure reste très faible. Ainsi le calcul nous donne $\theta_c = 1^\circ 20'$ et pour la mesure, on trouve $\theta_m \approx 1^\circ 40'$. Pour les faibles valeurs de θ , le calcul est donc en bon accord avec la mesure. L'interprétation par le calcul (chapitre II, parag. 6) est aussi applicable au cornet pyramidal.

5 - Cornet pyramidal donnant la même directivité.

Si l'on veut qu'un cornet pyramidal donne le même diagramme que le système cornet-réseau correcteur, alors d'après les expressions (8. III) et (9. III) il faut :

$$2a = 17 \text{ cm}$$

$$2b = 14 \text{ cm}$$

et la longueur du cornet :

$$R > 100 \text{ cm}$$

l'étendue de la zone de Fresnel est déterminée par

$$d_s \geq \frac{2D^2}{\lambda} = 7 \text{ m.}$$

De la relation (24. III) on déduit que le gain théorique a toutefois augmenté de 12 dB, mais l'encombrement de l'aérien qui serait réalisé et l'étendue de la zone de Fresnel ne sont pas compatibles avec un emploi en Laboratoire.

En effet, nous avons remplacé le système cornet réseau correcteur par un cornet pyramidal dont la grande dimension est égale à celle du réseau plan ($2a = 15$ cm) et nous étudions la distribution d'énergie axiale. La courbe expérimentale de la figure (7. III) montre que, effectivement, la zone de Fresnel a ^{considérablement} ~~essentielllement~~ augmenté.

Gain			0		avec réseaux correc- teurs.
			sans réseau		
Ouverture du lobe principal à 3 dB : 2 θ_0 .	Plan E	Théorique Expérimental	21,40 dB		17 dB
			16° 14°		2°40 3°
	Plan H	Théorique Expérimental	13°		2°40
			14°		4°
Positions et niveaux des lobes secon- daires	Plan E	Théorique Expérimental	24° 44°30'		- 0 -
			26° - 12dB; 45° - 18dB		28° - 12dB, 45° - 12dB
	Plan H	Théorique Expérimental	21°		- 0 -
			zéro		- 0 -
Les zéros du diagramme	Plan E	Théorique Expérimental	10°30, 36°, 60°		- 0 -
			17°, 35°		20°, 35°
	Plan H	Théorique Expérimental	34° 30°		10°

CORNET PYRAMIDAL

Résultats théoriques et expérimentaux



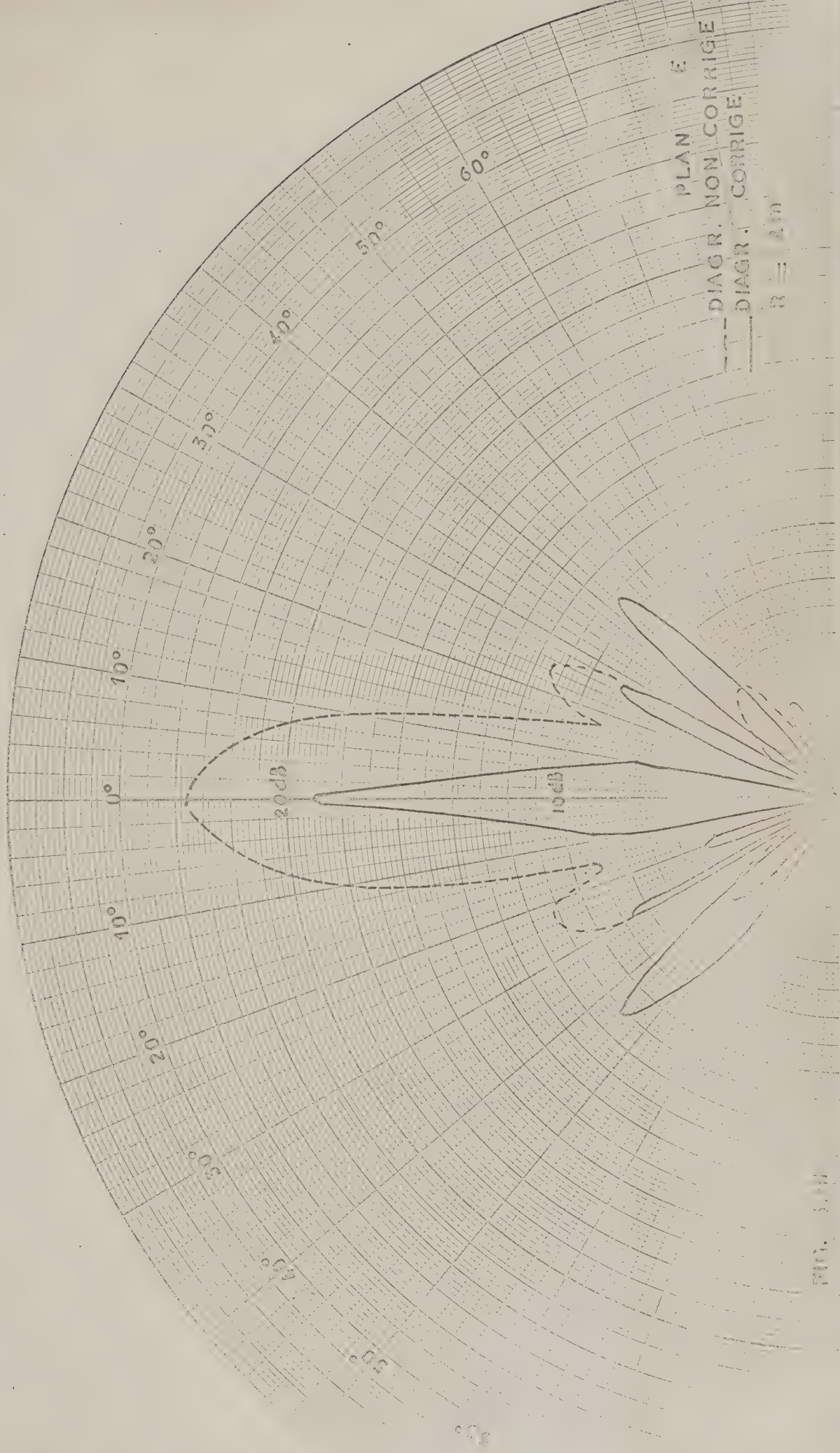
COORD. 111. 211.
PLATE 1
W. 111. 211.

FIG. 3. III



CORN. FIL. 775
PLAN
R = 1.0

FIG. 4.111



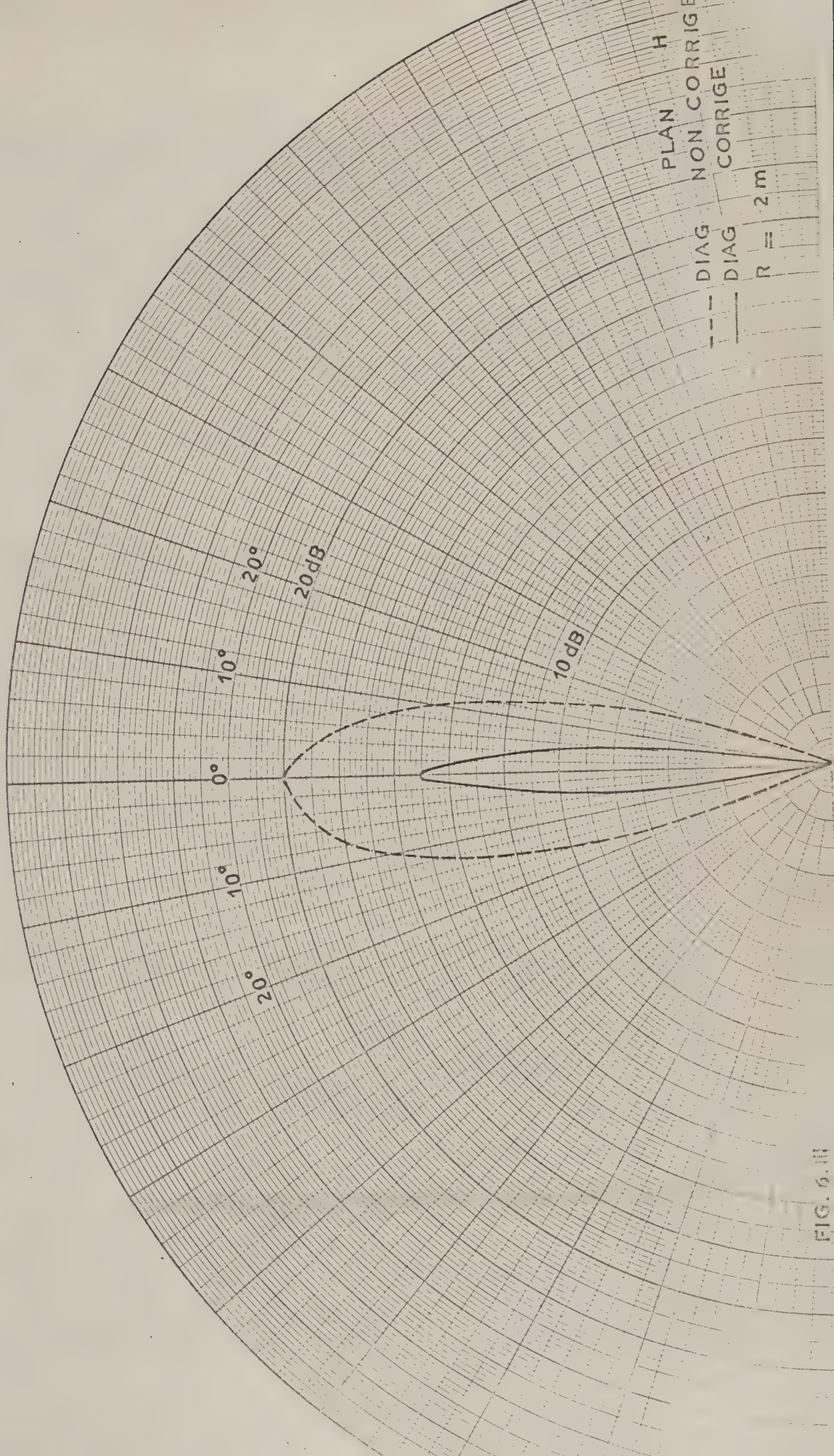
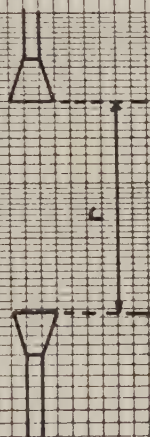


FIG. 6.11

VARIATION DE L'ENERGIE EN FONCTION DE r CORNET POUR $\Lambda = 3 \text{ cm}$

1. $Y = 10 \log \frac{A}{r^2}$
2. PLAN E
3. PLAN H



dB

② ③

20
15
10
5
10

r en m

1000

100

FIG. 7.III

CHAPITRE IV

DISTRIBUTION DE LA DENSITE D'ENERGIE AXIALE

1 - Etude théorique :

Dans les chapitres précédents on a supposé que l'onde propagée est plane et les calculs sont basés sur cette hypothèse. Aussi pour comparer les résultats expérimentaux aux prévisions théoriques, il faut que les mesures soient effectuées dans la région de Fraunhofer. On est donc conduit à déterminer la limite des deux régions Fresnel-Fraunhofer. On peut évaluer cette limite au moyen d'une relation approximative :

$$d_0 = \frac{2D^2}{\lambda}$$

dans laquelle D représente le diamètre de l'ouverture de la source, et d_0 , la distance entre les deux ouvertures des cornets.

Pour distinguer les deux régions, on peut aussi étudier la distribution de la densité d'énergie rayonnée. En effet, dans la région de Fraunhofer, la densité d'énergie diminue en raison inverse du carré de la distance et est exprimée par :

$$P = K_0 \frac{P_0}{\lambda^2}$$

dans cette expression :

P_0 représente l'énergie à la source

K_0 est un coefficient de proportionnalité

tandis que dans la zone de Fresnel, la distribution de la densité d'énergie obéit à une loi dépendant de l'illumination et de l'ouverture de la source.

Le calcul sera simplifié si l'on étudie la distribution de la densité de l'énergie rayonnée le long de l'axe principal de l'ouverture. Par commodité, on

appellera densité d'énergie axiale cette distribution.

Nous examinerons successivement la distribution de l'énergie axiale d'un cornet à ouverture rectangulaire (cornet pyramidal) et celle d'un cornet à ouverture circulaire.

1.1. Cornet pyramidal [7]

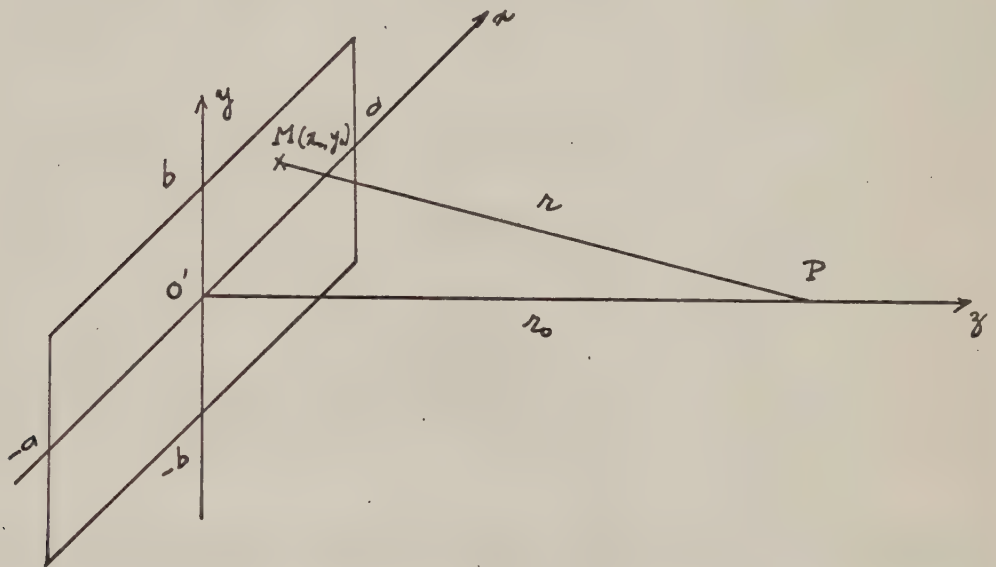


Figure (1. IV)

La figure (1. IV) représente l'ouverture d'un cornet pyramidal excitée suivant le mode T_{E01}

Soit $M(x, y)$, un point de l'ouverture

le champ en M :

$$E_M = E_0 \cos \frac{\pi x}{2a} e^{-j\varphi}$$

φ : le déphasage entre O' , le centre de l'ouverture et M

d'après la figure (1. IV)

$$r = \sqrt{z_0^2 + x_0^2 + y_0^2} \quad (1. IV)$$

Dans l'approximation de Fresnel, cette relation est sensiblement égale

$$\text{à :} \quad r \approx r_0 + \frac{x_0^2 + y_0^2}{2r_0} \quad (2. IV)$$

Si l'on admet que les dimensions de l'ouverture ainsi que r_0 sont très grandes devant λ , le champ en P s'écrit :

$$E_P = \frac{j}{\lambda} \iint_S E_M \frac{e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} r}}{r} dx dy \quad (3. IV)$$

ou, en tenant compte de (2. IV) et en supposant que :

$$\frac{1}{r} \approx \frac{1}{r_0} \quad \text{alors :}$$

$$E_P = \frac{j}{\lambda r_0} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} r_0} \iint_S E_M e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} \left(\frac{x_0^2 + y_0^2}{2r_0} \right)} dx dy \quad (4. IV)$$

Si l'on suppose que le déphasage entre le centre O' et les bords de l'ouverture est faible, alors :

$$E_M = \frac{1}{2} E_0 \left(e^{j\frac{\pi x_0^2}{2a}} + e^{-j\frac{\pi x_0^2}{2a}} \right)$$

et :

$$E_P = \frac{j}{2\lambda r_0} e^{-j\frac{2\pi}{\lambda} r_0} E_0 \left[\iint_S e^{j\left(\frac{\pi x_0^2}{2a} - \frac{\pi \rho^2}{\lambda r_0}\right)} dx dy + \iint_S e^{-j\left(\frac{x_0^2}{2a} + \frac{\pi \rho^2}{\lambda r_0}\right)} dx dy \right] \quad (5. IV)$$

avec $\rho^2 = x_0^2 + y_0^2$

On en déduit :

$$|E_P|^2 = |E_0|^2 \frac{8}{\pi^2 \lambda^2 a} \left[C_{2,1}^2(u_0) + S_{2,1}^2(u_0) \right] \quad (6. IV)$$

Dans cette relation :

$$u_0 = \sqrt{\frac{2}{\lambda z_0}} \left(x_0 - \frac{\lambda z_0}{2a} \right)$$

$$\text{et } C_{21}(u) = C(u_2) - C(u_1)$$

de même :

$$S_{21}(u) = S(u_2) - S(u_1)$$

avec

$$C(u) = \int_0^u \cos \frac{\pi}{2} u^2 \cdot du \quad \text{et} \quad S(u) = \int_0^u \sin \frac{\pi}{2} u^2 \cdot du$$

$C(u)$ et $S(u)$ sont des intégrales de Fresnel. Remarquons que pour z grand, la relation (6. IV) tend vers une expression exprimant la distribution d'énergie d'axiale dans la région de Fraunhofer :

$$|E_p|^2 = \frac{m E_0^2}{z_0^2} \quad (7. IV)$$

$$\text{avec } m = \frac{8a \cdot b}{\pi^2 \lambda^2}$$

Dans la figure 2. IV, la courbe 1 représente la relation (6. IV) tandis que l'expression (7. IV) est représentée par la courbe 2

Les courbes expérimentales sont données par la figure (3. IV).

Comme il n'est pas possible de mesurer directement E_0 , on pose :

$$y = \left| \frac{E_p}{E_0} \right|^2$$

et on trace la courbe $y = f(z)$

Remarquons que dans la zone de Fraunhofer, les courbes théoriques et expérimentales ont la même pente, ce qui montre bien que la relation 7. IV est

vérifiée expérimentalement.

1.2. Cornet à ouverture circulaire.

Les hypothèses faites dans le paragraphe précédent restent toujours valables. Ainsi, l'expression (4 IV) devient :

$$E_P = \frac{2j}{\lambda z_0} e^{-j\frac{v\pi}{\lambda} z_0} \iint_S E_M e^{-j\frac{v\pi}{2\lambda z_0} \rho^2} \rho d\rho d\xi \quad (8. IV)$$

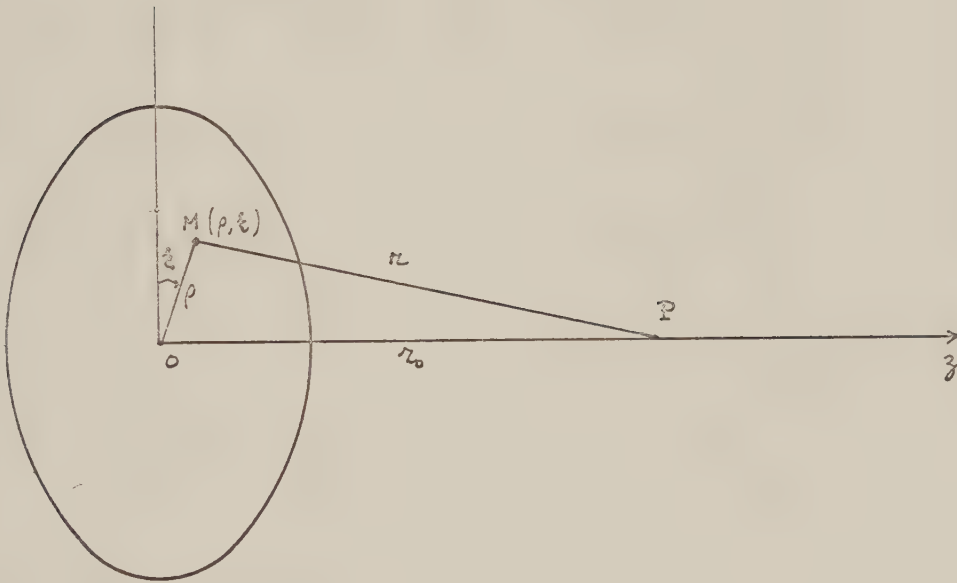


Figure (4. IV)

Or, d'après Fradin [6], le champ en M a pour expression :

$$E_M = E_0 \left\{ \frac{J_1(x)}{x} + J'_1(x) \cdot \left[J'_1(x) - \frac{J_1(x)}{x} \right] \cos 2\xi \right\} \quad (9. IV)$$

avec $x = \frac{\delta}{a} \rho$

J_1 : fonction de Bessel d'ordre 1

J'_1 : sa dérivée

δ : la première racine de $J_1\left(\frac{\delta}{a}\rho\right) = 0$.

EN tenant compte de (9. IV), l'expression (8. IV) s'écrit :

$$E_P = j \frac{E_0}{\lambda r_0} e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} r_0} \int_0^a \int_0^{2\pi} e^{-j \frac{\pi}{\lambda r_0} \rho^2} \left\{ \frac{J_1(x)}{x} + J'_1(x) + \dots \right\} \rho d\rho d\varphi$$

$$E_P = j \frac{E_0}{\lambda r_0} e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} r_0} \pi \int_0^a \left[\frac{J_1(x)}{x} + J'_1(x) \right] \rho d\rho \quad (10. IV)$$

Or d'après la relation de récurrence de Bessel

$$\frac{J_1(x)}{x} + J'_1(x) = J_0(x)$$

et en posant :

$$A = j \frac{E_0}{\lambda r_0} e^{-j \frac{2\pi}{\lambda} r_0}$$

la relation précédente devient :

$$E_P = \pi A \int_0^a e^{-j \frac{\pi}{\lambda r_0} \rho^2} J_0(x) \rho d\rho \quad (11. IV)$$

rappelons que :

$$J_0(x) = \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-1)^p}{p! p!} \left(\frac{x}{2}\right)^{2p}$$

$$\text{Ainsi : } E_P = \pi A \int_0^a e^{-j \frac{\pi}{\lambda r_0} \rho^2} \sum_{p=0}^{\infty} \frac{(-1)^p}{p! p!} \left(\frac{x}{2}\right)^{2p} \rho d\rho$$

$$E_P = \pi A \int_0^a e^{mp^2} \left(1 - \frac{v^2 p^2}{4} + \frac{v^4 p^4}{64}\right) p \, dp$$

avec :

$$m = -j \frac{\pi}{\lambda z_0} \quad \text{et} \quad v = \frac{\delta}{a}$$

a : rayon de l'ouverture.

On en trouve :

$$E_P = \frac{\pi A}{2m} \left[e^{ma^2} \left(1 - \frac{v^2 a^2}{4} + \frac{v^4 a^4}{64} + \frac{v^2}{4m} - \frac{v^4 a^2}{32m} + \frac{v^4}{32m^2}\right) - \left(1 + \frac{v^2}{4m} + \frac{v^4}{32m^2}\right) \right] \quad (12. IV)$$

Supposons que λ soit petit devant z_0 de telle sorte que l'énergie en P puisse être exprimée par :

$$P_P = \frac{|E_P|^2}{120 \pi}$$

on en déduit

$$P_P = \frac{5}{\pi} 10^{-5} E_0^2 \left[145 - \frac{348}{3} \sin \delta + \frac{406}{\delta^2} (1 - \cos \delta) \right] \quad (13. IV)$$

$$\text{avec } \delta = \frac{\pi a^2}{\lambda z_0}$$

comme E_0 est constant mais mal connu, on pose :

$$y = \frac{P_P}{|E_0|^2}$$

et on étudie la variation de y en fonction de δ .

Quand δ devient grand, l'expression (12. IV) s'écrit :

$$E_P = \frac{\pi A a^2}{2} \left(0,58 - j \frac{0,5 a^2}{\lambda z_0}\right) \quad (14. IV)$$

il en résulte :

$$y = \frac{\pi a^4}{480 \lambda^2 z_0^2} \left(0,33 + \frac{0,25 a^4}{\lambda^2 z_0^2}\right) \quad (15. IV)$$

En remplaçant λ et a par leur valeur numérique (15. IV) devient :

$$\gamma = \frac{4776}{z_0^2} 10^{-4} \left(1 + \frac{90}{z_0^2} \right) \quad (16. IV)$$

Dans cette relation, z_0 est exprimé en centimètres.

Si l'on néglige $\frac{90}{z_0^2}$ devant l'unité, (c'est le cas où P se trouve dans la région de Fraunhofer) on retrouve la relation exprimant la distribution de l'énergie axiale dans la zone de Fraunhofer.

$$\gamma = \frac{4776}{z_0^2} 10^{-4} \quad (17. IV)$$

Les expressions (13. IV), (17. IV) et (16. IV) sont représentées respectivement par les courbes (1) (2) (3) de la figure (5. IV).

Comme l'atténuateur permettant de mesurer la variation de l'énergie est gradué en décibels, pour pouvoir comparer les courbes expérimentales et théoriques, l'expression (13. IV) est exprimée en dB et est représentée par la courbe (4) de la figure (6. IV).

2 - Méthode de mesure :

2.1. Mesure de l'énergie dans la zone de Fraunhofer :

On doit mesurer les niveaux d'énergie maximums captés par le cornet-récepteur ; pour chaque valeur de z_0 . Dans ce cas, on a choisi une valeur minimum de z_0 de l'ordre de 100cm. Les deux cornets se trouvent face à face comme indique la figure (7 IV).

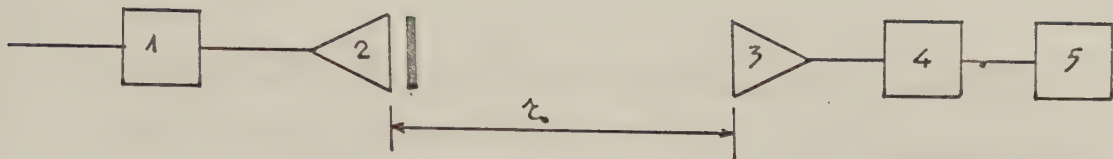


Figure 7 IV

- 1 - atténuateur Philips
- 2 - cornet émetteur et réseau correcteur
- 3 - cornet récepteur
- 4 - cristal détecteur et support
- 5 - millivoltmètre électronique

On prend arbitrairement une valeur r_0 correspondant à une déviation α_0 du millivoltmètre et un affaiblissement A_0 de l'atténuateur. Pour une autre valeur r supérieure à r_0 , on agit sur l'atténuateur pour que la déviation du millivoltmètre soit égale à α_0 . L'atténuateur indique A dB. Ainsi la variation d'énergie correspondant à une distance $r - r_0$ est égale à :

$$(A - A_0) \text{ dB}$$

On reprend la mesure avec d'autres valeurs de r et pour chaque valeur on note A_i dB. On obtient finalement la courbe représentant la relation :

$$A_i - A_0 = f(r - r_0)$$

ou

$$A = f(r)$$

La courbe (1) de la figure (8. IV) représente la fonction $y = 10 \log \frac{1}{r^2}$ expri-

mée en dB. Sur la même figure, la courbe (2) est une courbe expérimentale relative au cornet à ouverture circulaire.

2.2. Mesure de la densité d'énergie dans la zone de Fresnel.

Le principe est le même que celui décrit précédemment. Toutefois r est petit. L'inter-réaction entre deux cornets intervient. Il en résulte qu'un système d'ondes stationnaires apparaît. Le cornet - récepteur a alors été remplacé par une sonde.

3 - Interprétation.

Quelle que soit la forme de l'ouverture et le mode d'excitation, dans la région de Fraunhofer, la courbe théorique est parallèle à la courbe expérimentale ; ainsi :

- dans cette zone l'énergie rayonnée est inversement proportionnelle au carré de la distance (courbe (1) et courbe (2) de la figure (8. IV).

- la présence de réseau correcteur n'augmente pas la longueur de la zone de Fresnel.

- les courbes (4) et (5) de la figure 6. IV affirment la différence de répartition d'énergie dans les deux régions Fraunhofer et Fresnel. On remarque d'ailleurs que quand r est supérieur à 50cm, ces deux courbes se confondent et ont une pente de 0,09 dB par cm.

Cette pente est sensiblement égale à celle des courbes (1) et (2) de la figure (8. IV). Ainsi, on peut admettre qu'il y a continuité au passage de la région de Fresnel à la région de Fraunhofer car la pente de la courbe (4)

(figure 6. IV) varie fortement quand r est petit, devient sensiblement constante et approche de la pente de la courbe (1) figure 8. IV quand r *croît*.

CORNET PYRAMIDAL
 DENSITE D'ENERGIE AXIALE
 COURBES THEORIQUES
 $\gamma = F(r)$
 REGION DE FRESNEL

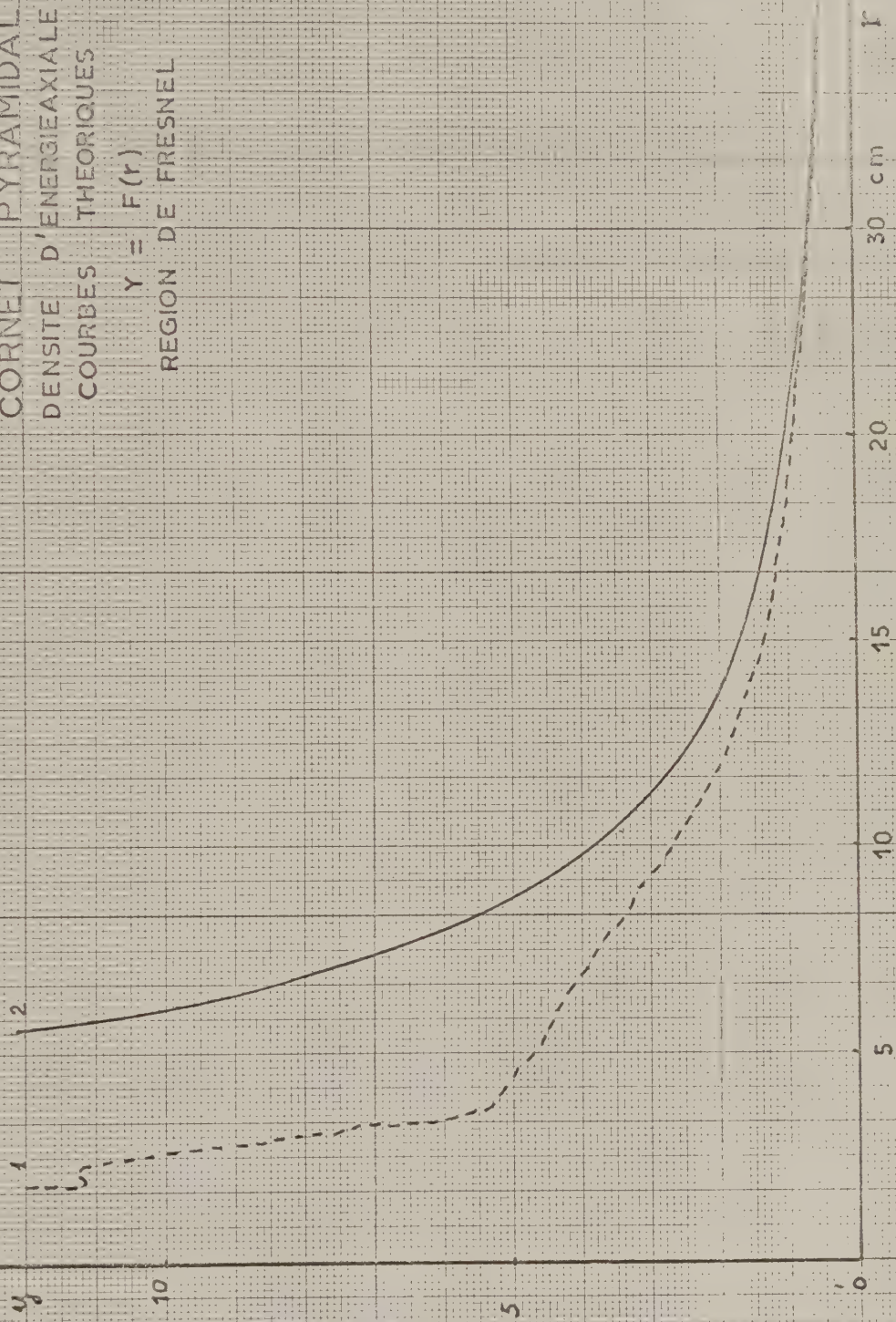


FIG. 1.14

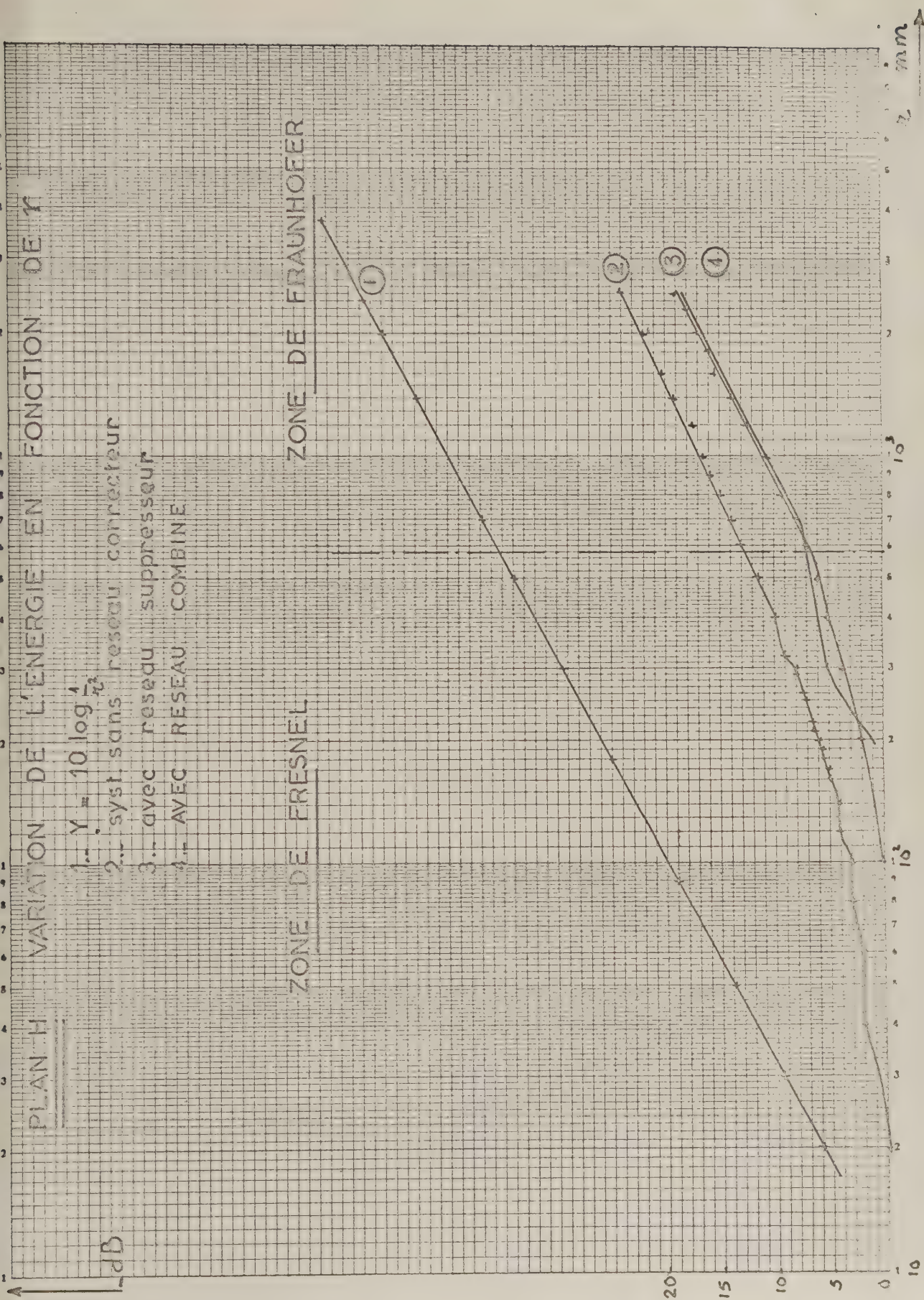


FIG. 3.IV

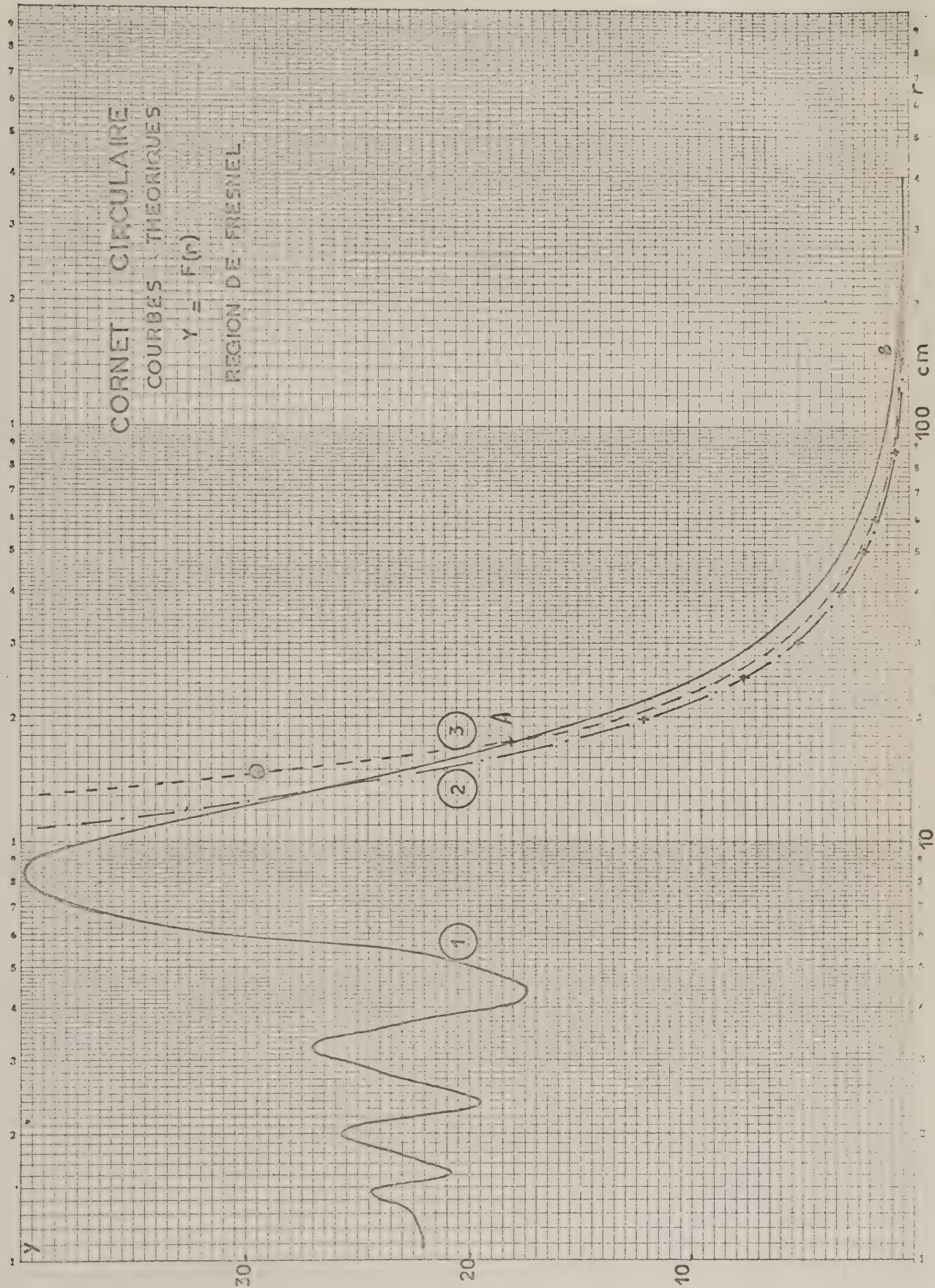


FIG. 3.14

CORNET CIRCULAIRE

REGION DE FRESNEL

4- COURBE THEORIQUE

5- COURBE EXPERIMENTALE

$$Y = F(r)$$

dB

5

4

15

10

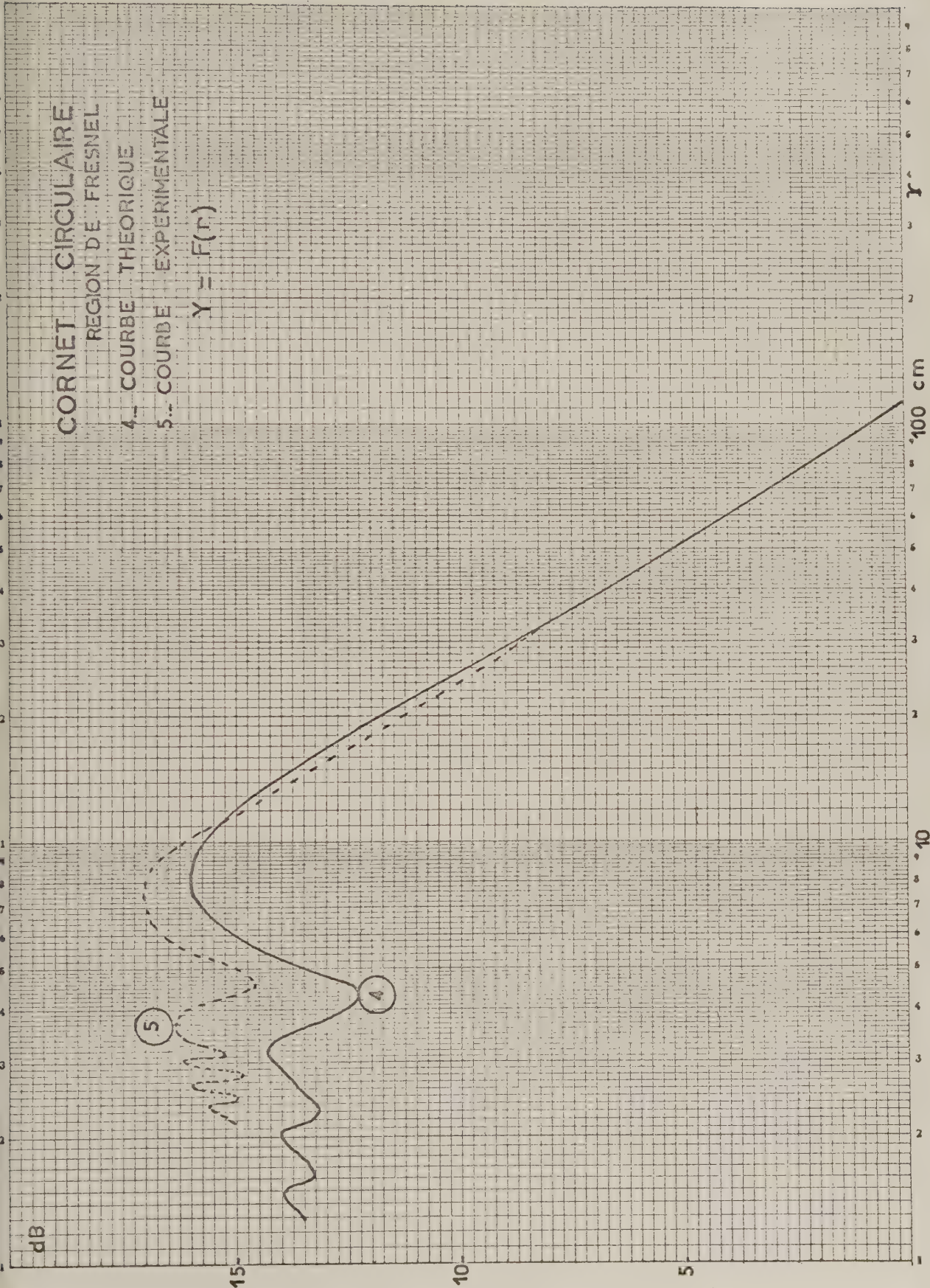
5

100 cm

r

10

FIG. 6.IV



CORNET CIRCULAIRE

VARIATION DE L'ENERGIE EN FONCTION DE r

- ① $Y = 10 \log \frac{1}{r}$
- ② $Y = P(r)$ (AVEC RESEAU CORRECTEUR)

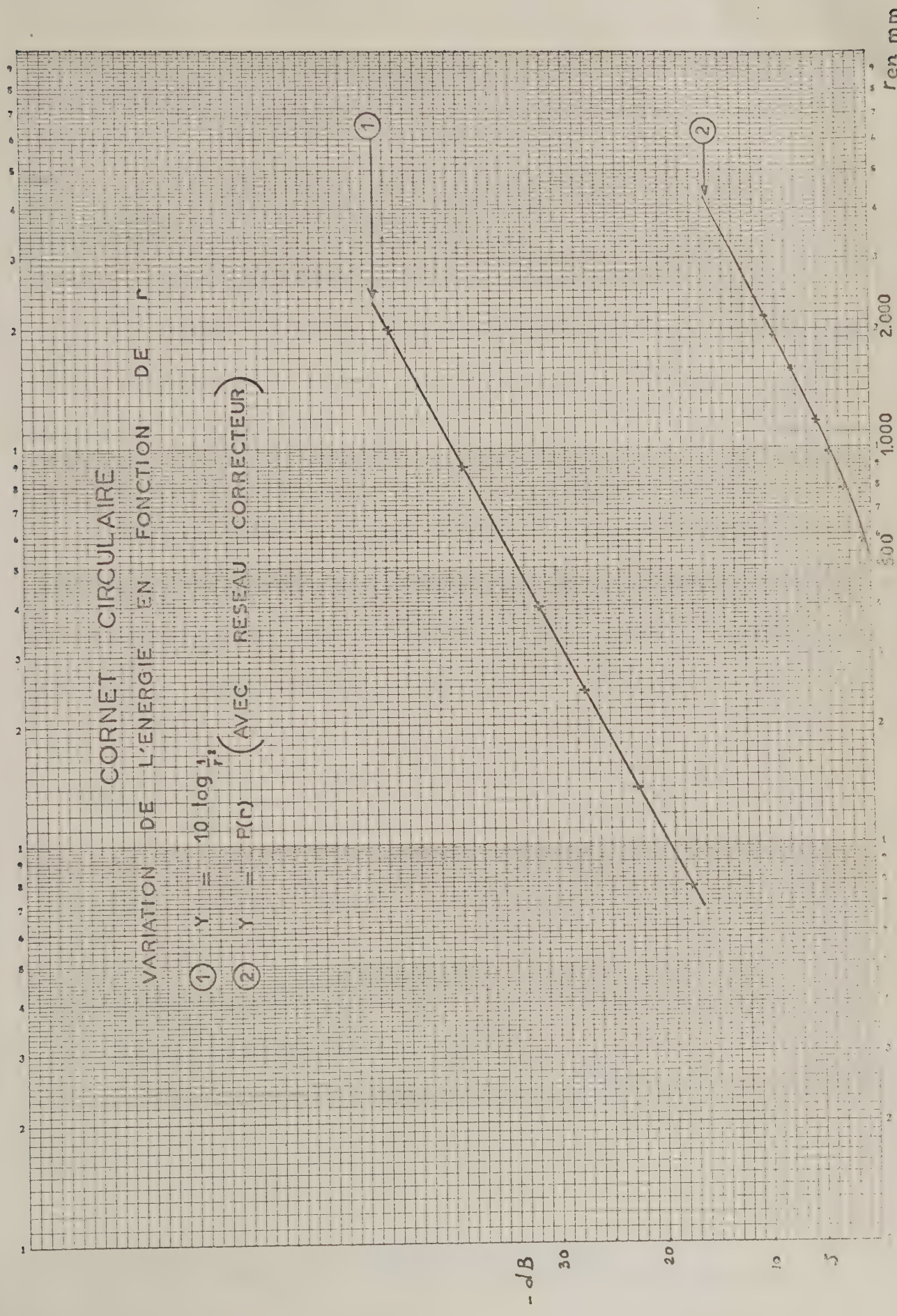


FIG. 8 IV

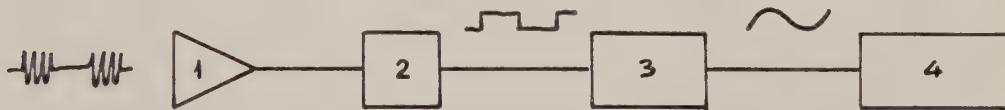
CHAPITRE V

ETUDES EXPERIMENTALES

1 - Modulation de la source du Klystron.

La mesure des champs E et H par la méthode de la détection statique présente un inconvénient grave. Elle n'élimine pas les signaux parasites qui sont gênants, surtout quand l'amplitude du signal est de l'ordre de quelques microvolts.

Pour éliminer ces signaux parasites, le signal est d'abord modulé en amplitude par des impulsions à 1000 Hz, puis détecté et amplifié par un amplificateur sélectif de bande passante étroite (10 Hz). On peut représenter cette détection par le schéma synoptique suivant :



1- cornet récepteur

2- diode détectrice

3- amplificateur sélectif

4- voltmètre électronique

La présence de l'amplificateur sélectif réduit considérablement les bruits de fond.

2 - Description du banc de mesure des diagrammes.

Le banc de mesure se compose de deux parties distinctes ayant comme

CLICHE N° 1
JOINT TOURNANT UTILISE POUR TRACER
les diagrammes de rayonnement.



éléments principaux deux cornets identiques.

- la source HF et les appareillages permettant d'alimenter le cornet émetteur, de vérifier la fréquence de travail.

- le cornet récepteur, le détecteur, l'amplificateur sélectif et le millivoltmètre électronique.

Pour tracer les diagrammes de rayonnement, on se sert d'un joint tournant. Le cliché n° 1 donne une vue d'ensemble du joint tournant et le réseau correcteur.

Sur cette photographie, le champ E est perpendiculaire au plan d'incidence. Dans ces conditions on peut tracer le diagramme de rayonnement dans le plan vertical. Pour tracer le diagramme de rayonnement dans le plan horizontal, on fait pivoter le cornet de 90° par rapport à la position actuelle au moyen d'un guide torsadé de 90°.

3 - Réalisation d'un réseau correcteur.

Le réseau correcteur (photographie n° 2) se compose de trois parties essentielles :

- le réseau supprimeur ou réseau zoné
- le réseau plan
- le support

3.1. Le réseau supprimeur.

C'est un réseau zoné dont la région opaque est remplacée par la région cuivrée. Les rayons des zones sont donnés par la relation

$$\rho_n = \sqrt{\frac{d_1 d_2 \lambda}{d_1 + d_2}} \cdot \sqrt{n}$$

ou :

ρ_n : rayon du ~~premier~~^{n ième} anneau

n : ordre des anneaux compté à partir du centre

d_1 : distance cornet-émetteur-réseau

d_2 : distance réseau-cornet-récepteur

Ce réseau zoné est fait avec une plaque diélectrique Iso-print verre Epoxy, couverte par une couche de cuivre de 70μ . Ainsi pour faire apparaître les "anneaux transparents", on applique la méthode de construction des circuits imprimés.

L'indice n de la plaque diélectrique est de l'ordre de 1,65. La perte est très faible. Nous avons vérifié avec la fréquence de travail 35 GHz en nous servant de la même plaque diélectrique dépourvue de cuivre et en mesurant la perte causée par l'introduction de cette plaque. Il est impossible de déceler la perte d'énergie.

Caractéristiques du réseau supprimeur.

$$d_1 = 10 \text{ cm}$$

$$d_2 = 120 \text{ cm}$$

dimensions : longueur : 15 cm
 hauteur : 10 cm pour le cornet pyramidal
 et 15 cm pour le cornet à ouverture circulaire.

Ordre	rayon ρ_n en mn	Ordre	Rayon ρ_n en mn
1	28,85	5	64,50
2	40,79	6	70,66
3	49,96	7	76,32
4	57,69	8	81,59

Remarquons que le rayon du premier anneau est sensiblement égal à celui de l'ouverture circulaire du cornet.

3.2. Réseau plan :

Il se compose des traits en cuivre parallèles ayant chacun 1 mm de large. Le pas du réseau est égal à 2,15 mm pour le cornet pyramidal et 4,30 mm pour le cornet circulaire. Les réseaux plans et réseaux zonés ont les mêmes dimensions et sont faits avec le même matériau.

3.3. Le support :

Le support permet d'assembler les deux réseaux, d'autre part de les rendre solidaires avec le cornet émetteur par l'intermédiaire d'un chariot. Grâce au système formé de quatre vis et d'entretoises (photo n° 2) on peut faire varier à volonté et d'une façon assez précise l'épaisseur du réseau correcteur. Le support est en plexiglass. Son épaisseur est de l'ordre de 7,20 mm afin d'éliminer le phénomène de réflexion multiple dû aux lames à faces parallèles. L'ensemble réseau zoné-réseau plan-support est fixé à un chariot. Celui-ci glisse sur un rail solidaire à la partie mobile du joint-tournant (photo n° 1). Grâce à une vis micrométrique, on peut commander le chariot et faire varier ainsi la distance cornet-réseau. Ce système nous permet d'une part d'adapter avec souplesse le réseau correcteur au cornet émetteur, d'autre part, de mesurer d'une façon assez précise de l'ordre du dixième de millimètre, la distance cornet-réseau.

Les dimensions des réseaux, ainsi que d'autres données numériques sont présentées par les figures (1. IV) et (2. IV).

4 - Choix de la fréquence de travail.

Pour que l'énergie fournie par le Klystron ne soit pas perturbée par

les ondes réfléchies il faut que l'isolateur à ferrite soit efficace. Or la courbe de la caractéristique de l'isolateur (fournie par le constructeur) présente un affaiblissement maximum quand la fréquence se trouve entre 34,5 et 35 GHz. Il atteint le maximum d'affaiblissement quand $F_0 = 34,80$ GHz, ce qui correspond à $\lambda_0 = 8,62$ mm (longueur d'onde dans l'espace). A cette fréquence, l'isolateur présente une atténuation de 35 décibels.

5 - Réflexion du sol.

Les mesures de champ sont correctes si la réflexion venant du sol est éliminée. Il faut [9] :

$$h \geq \frac{r}{2} \operatorname{tg} \alpha$$

h : distance entre le centre du cornet et le sol

r : distance entre les deux ouvertures des cornets émetteur-récepteur.

α : angle du lobe principal.

Avec un cornet non muni de réseau correcteur l'angle α est de l'ordre de 20 degrés.

Avec $r = 2$ m il faut que :

$$h \geq 0,342 \text{ m.}$$

avec $\alpha = 20$ degrés, on trouve :

$$h \geq 0,17 r \text{ mètres}$$

Donc : pour éviter la réflexion du sol il faut que la hauteur du centre du cornet au dessus du sol dépasse 20% de la distance entre les deux cornets.

Naturellement, si le cornet émetteur est muni d'un réseau correcteur,

PHOTO n° 2



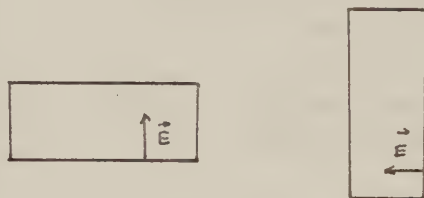
sera très faible, par conséquent h sera réduit.

6 - Méthode de mesure des diagrammes.

On veut mesurer la variation des champs E et H en fonction de θ . Cette mesure a pour but de tracer le diagramme de rayonnement dans les deux plans E et H .

Le principe de mesure est le même pour les deux plans, la position du cornet étant alors déterminée par le plan choisi.

La figure ci-dessous montre la différence des positions :



Pour une valeur de r choisie, on fixe le cornet récepteur, de telle sorte que l'axe de l'ouverture de ce cornet soit bien parallèle à l'axe de banc de mesure. Quant au cornet émetteur, grâce au joint tournant, on le fait pivoter autour de l'axe de ce joint.

Quand les deux cornets se trouvent face à face, l'énergie captée devient maximum. Cette position correspondant à $\theta = 0$ que l'on repère sur la partie fixe du joint-tournant.

Quand $\theta = 0$, on agit sur l'atténuateur qui précède le cornet émetteur et on note la déviation α du voltmètre électronique. Soit A_0 , l'atténuation correspondante,

Pour une autre valeur de θ , toujours, en agissant sur l'atténuateur, on ramène l'aiguille du voltmètre à la position initiale. Ainsi $(A - A_0)$ dB repré-

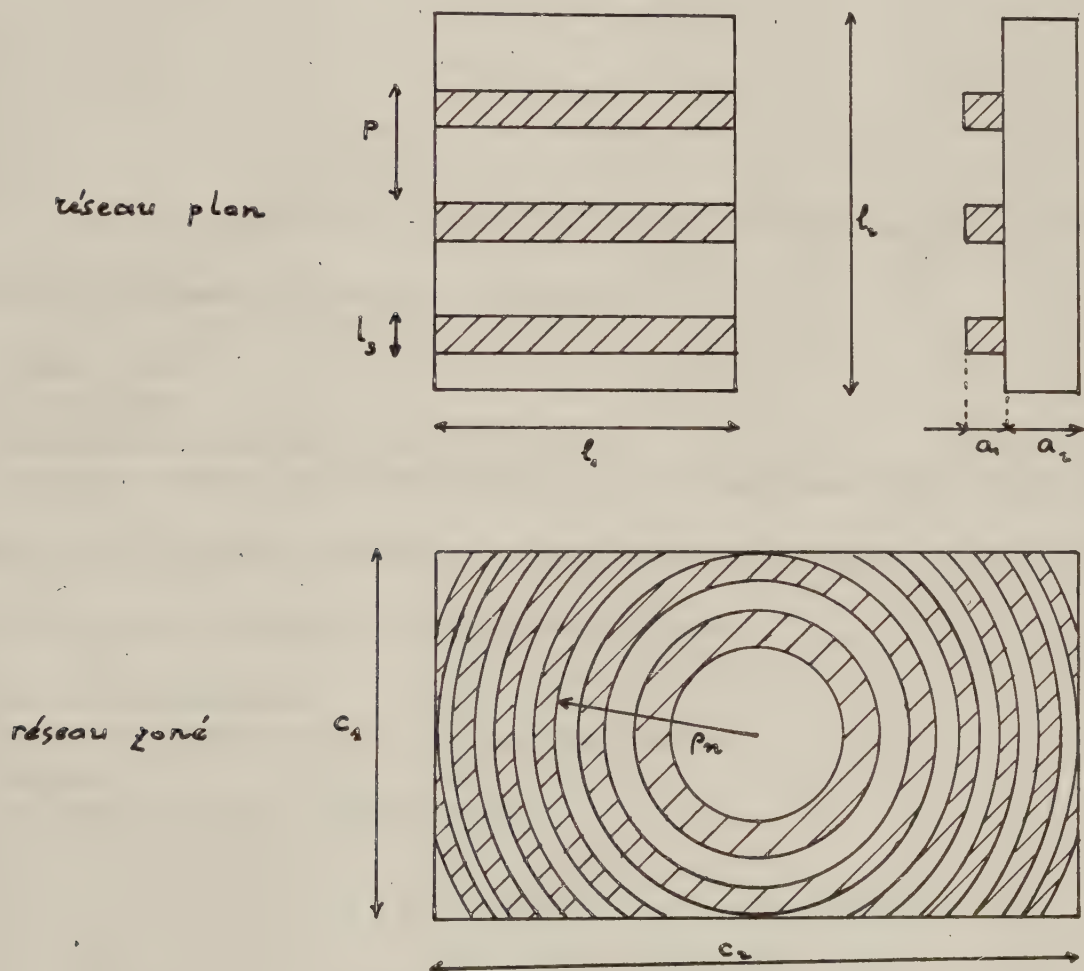
sente la variation de l'énergie quand le cornet passe de O à la position θ .

Pour r donné, on a la courbe :

$A \text{ dB} = f(\theta)$ qui est le diagramme de rayonnement du cornet émetteur.

Cette méthode de mesure présente un avantage incontestable. Le niveau d'énergie captée par le cornet récepteur reste toujours constant, aussi le signal détecté n'est plus influencé par la caractéristique du cristal détecteur.

Dimensions des réseaux



<u>Dimensions en Cm .</u>	<u>Cornet pyramidal</u>	<u>Cornet circulaire</u>
P	0,215	0,430
I_1	10	15
I_2	15	15
I_3	0,1	0,1
a_1	$7 \cdot 10^{-3}$	$7 \cdot 10^{-3}$
a_2	0,215	0,215
C_1	10	15
C_2	15	15

Dans la figure 2.V, l'échelle du dessin n'est pas respectée afin de mettre en évidence le système de fixation.

1 : réseau plan

2 : vis support

3 : entretoise de longueur $l = (2K + 1) \frac{\lambda}{4}$

4 : support commun des deux réseaux. Il est en plexiglass dont l'indice est de l'ordre de 1,6. Ainsi pour éviter le phénomène de réflexion multiple, l'épaisseur du support est choisie de l'ordre de 7,20mm

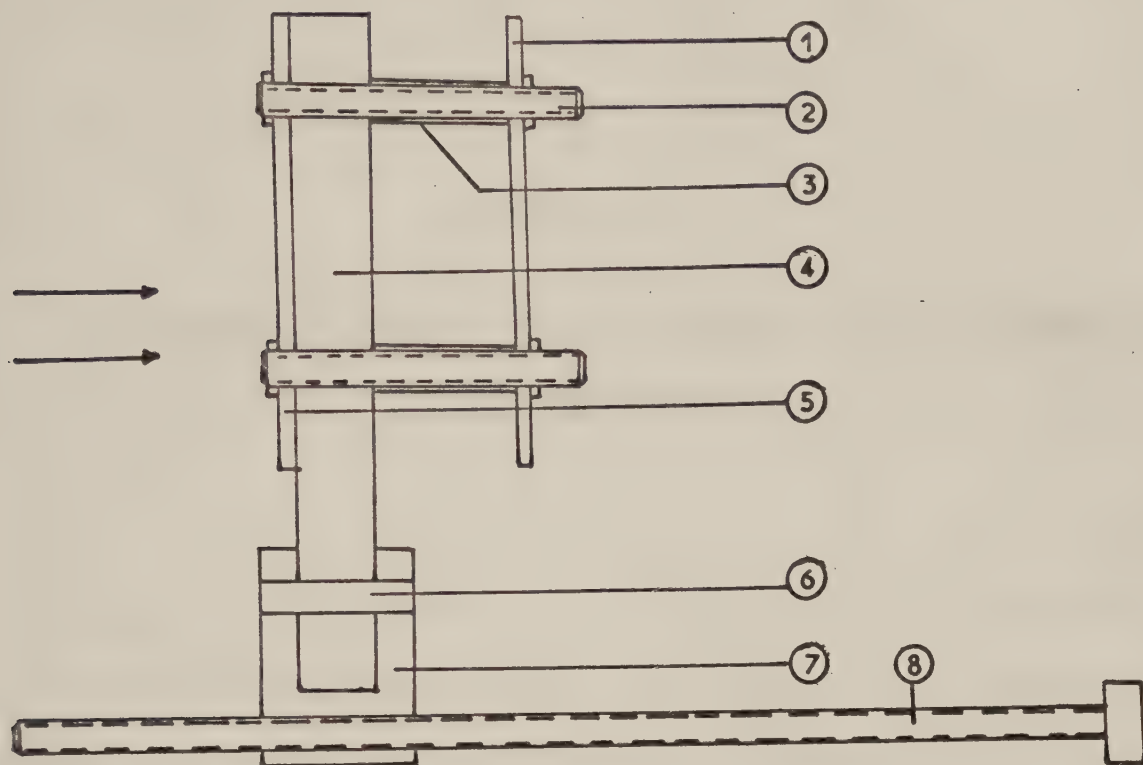
5 : réseau supprimeur

6 : vis permettant de fixer le support au chariot

7 : chariot

9 : vis micrométrique de commande.

PLAN DE MONTAGE 2



RESEAUX CORRECTEURS & SUPPORT

Fig. 2 - V

CHAPITRE VI

COMPARAISON THEORIQUE DES PERFORMANCES FOURNIES PAR LES DEUX CORNETS

Nous présentons dans les pages suivantes trois tableaux donnant les caractéristiques gain, ouverture à 3dB du lobe principal et surface d'émission de chacun des types de cornets étudiés. Ces grandeurs sont d'ailleurs liées par des relations rapportées au chapitre III (8. III et 24. III). Si l'on se fixe la fréquence de travail et l'un des paramètres ci-dessus, on peut en déduire les autres grâce aux abaqués de Fradin [6] .

Dans le tableau I, la longueur d'onde dans le vide λ_0 et le gain G sont choisis arbitrairement comme valeurs communes aux deux cornets. Les autres valeurs déduites de ces deux données sont inscrites dans deux colonnes correspondant à chaque cornet. On remarque que pour fournir le même gain, le cornet pyramidal doit avoir une surface plus grande que celle du cornet circulaire (42%). Le niveau du premier lobe secondaire du cornet circulaire est nettement plus bas que celui du cornet pyramidal (20 dB au lieu de 13 dB). Quant à l'ouverture du lobe principal, dans les deux plans E et H, aucun écart appréciable n'apparaît.

TABLEAU I

CORNETS DONNANT LE MEME GAIN

G = 23 dB

 $\lambda_0 = 8,6 \text{ mm}$

<u>Type de cornet</u>	<u>Pyramidal</u>	<u>Circulaire</u>
Dimensions des cornets	2a = 70 mm 2b = 56 mm	2a = D = 60 mm
Surface de l'ouverture	S = 3.920 mm ²	S = 2830 mm ²
Ouverture $2\theta_0$:		
Plan E	8°5'	10°
Plan H	9°5'	12°
Etendue de la zone de Fresnel :		
Plan E	585 mm	660 mm
Plan H	910 mm	660 mm
Niveau du premier lobe secondaire dans le plan E	13 dB	20 dB

Dans le deuxième tableau, nous nous fixons 10° pour valeur commune de l'ouverture du lobe principal à 3dB. On constate que le cornet circulaire fournit un gain supérieur de 3dB à celui du cornet pyramidal. L'étendue de la zone de Fresnel dans le plan E est nettement réduite avec le cornet pyramidal (47 cm au lieu de 66 cm). Toutefois sa surface S ainsi que le niveau du lobe secondaire restent toujours élevés.

TABLEAU II

CORNETS PRESENTANT LA MEME OUVERTURE.
ouverture à 3 dB dans le plan E $2\theta_p = 10^\circ$

<u>Type de cornet</u>	<u>Pyramidal</u>	<u>Circulaire</u>
gain dans le plan E	20dB	23dB
Dimensions des cornets	$2a = 60\text{mm}$ $2b = 51\text{mm}$	$2a = D = 60\text{mm}$
Surface	$S = 3060\text{mm}^2$	$s = 2.830\text{mm}^2$
Etendue de la zone de Fresnel dans le plan E	$d = 47\text{cm}$	$d = 66\text{cm}$
Niveau du 1er lobe secondaire dans le plan E	13dB	20dB

Considérons maintenant deux types de cornets ayant la même surface S . Le tableau III montre que le cornet circulaire présente les avantages suivants : grand gain faible ouverture à 3dB, mais l'étendue de la zone de Fresnel est un peu élevée.

TABLEAU III
CORNETS AYANT LA MEME SURFACE S

$$S = 1,728 \text{ mm}^2$$

<u>Type de cornet</u>	<u>Pyramidal</u>	<u>circulaire</u>
Gain	19dB	21dB
Dimensions	2a = 48mm 2b = 36mm	2a = D = 47mm
Ouverture à 3dB		
Plan E	17°	16°
Plan H	15°10'	20°
Etendue de la zone de Fresnel :		
Plan E	300mm	510mm
Plan H	530mm	510mm
Niveau du lobe secondaire	13dB	20dB

Après avoir examiné ces trois tableaux de comparaison, nous voyons que le niveau du lobe secondaire ne dépend ni du gain, ni de la surface, mais uniquement de la forme de l'ouverture du cornet.

En effet quels que soient le gain, la surface ou l'ouverture $2\theta_0$ imposés, on constate que dans le cas du cornet circulaire, la différence de niveau d'énergie entre le lobe principal et le premier lobe secondaire est de l'ordre de 20dB dans le Plan E. Dans le cas du cornet pyramidal, dans ce

même plan, cette différence atteint à peine 13 dB.

Muni des réseaux correcteurs, ces deux cornets présentent un point commun remarquable :

Si l'ouverture des lobes principaux est bien réduite, le nombre des lobes secondaires augmente dans les plans E et H. Cette augmentation est due à l'introduction du réseau plan. C'est un phénomène connu en optique.

Il est important de souligner que les deux lobes secondaires s'écartent assez loin du lobe principal (40°).

Avec le cornet à ouverture circulaire, les niveaux des lobes secondaires restent toujours très faibles : 20dB par rapport au niveau du lobe principal. Avec le cornet pyramidal, ces niveaux sont toujours élevés : 12dB. Ce résultat montre que le réseau correcteur est mieux adapté au cornet à ouverture circulaire. On conçoit que l'onde émise par le cornet à ouverture circulaire est sphérique tandis que l'onde émise par le cornet pyramidal n'est ni sphérique ni cylindrique. Or le réseau zoné est calculé pour être illuminé par l'onde sphérique, ce qui explique la différence d'adaptation de celui-ci par rapport aux deux cornets.

Muni d'un même réseau correcteur, les deux lobes principaux de ces cornets ont la même ouverture, mais le cornet pyramidal fournit des lobes secondaires ayant des niveaux plus importants. L'étendue de la zone de Fresnel, comme nous l'avons montré n'est pas influencée par l'adjonction des réseaux correcteurs, aussi il est préférable de choisir le cornet à ouverture

Les résultats rapportés et commentés dans ce chapitre ont été obtenus par l'utilisation des abaques de Fradin établis à partir des équations de KOTTLER. Certains de ces résultats notamment ceux qui concernent le cornet circulaire de diamètre d'ouverture $2a = 60\text{mm}$ (tableaux I & II) et le cornet pyramidal de dimensions $48 \times 36\text{mm}$ (tableau III) ont été vérifiés au cours de nos expériences (chapitres II & III).

CHAPITRE VII

APPLICATION A LA MESURE DES CONSTANTES

DIELECTRIQUES EN ESPACE LIBRE

La finesse du faisceau incident créé par le réseau correcteur peut trouver des applications variées, dont l'étude locale dans les plasmas.

L'utilisation d'un interféromètre Péro-Fabry en ondes millimétriques nécessite aussi un faisceau incident très étroit [9]

Cette condition est indispensable également pour la mesure des constantes diélectriques par les méthodes de "transmission dans l'espace libre". En effet, si le faisceau est large, la diffraction sur le bord de l'échantillon devient importante, la précision est par conséquent moins bonne.

Nous nous sommes proposé de mesurer les constantes diélectriques par transmission dans l'espace libre en utilisant, comme source, le cornet circulaire muni d'un réseau correcteur.

1 - Mesure des constantes diélectriques par détermination de l'incidence brewstérienne.

1.1. Principe : On place l'échantillon (sous forme de plaques) entre cornets émetteur et récepteur. L'énergie hyperfréquence produite par un klystron est divisée par un T hybride et guidée comme il est indiqué sur la figure (1.VII)

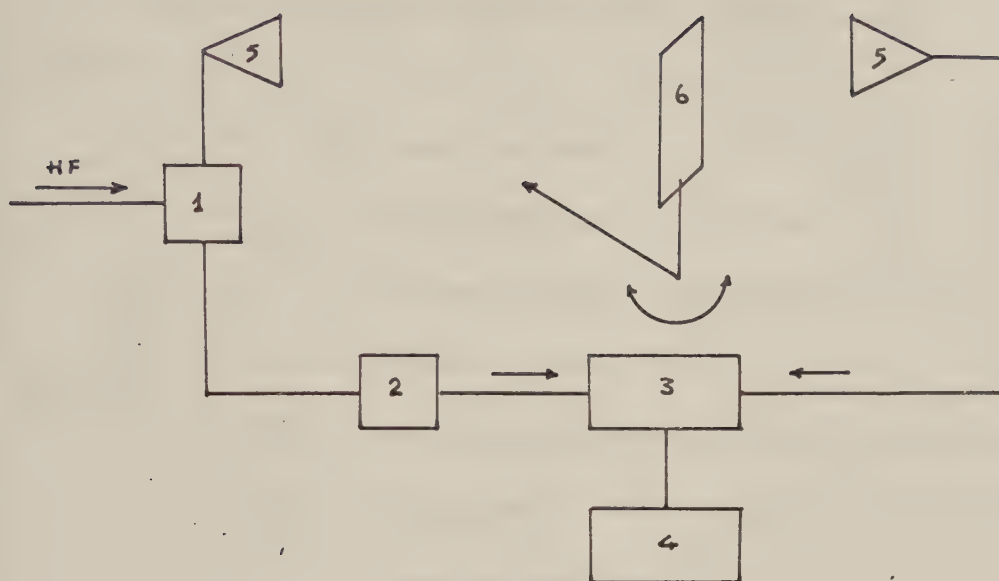


Figure (1.VII)

- 1 - T hybride
- 2 - atténuateur
- 3 - ligne de mesure
- 4 - voltmètre
- 5 - cornet
- 6 - échantillon

L'onde venant du cornet récepteur et celle provenant du T hybride interférant en 3, donnent naissance à un système d'ondes stationnaires.

Au moyen d'une ligne de mesure et d'un atténuateur, on détermine le déphasage et l'affaiblissement dus à la présence de l'échantillon.

Ces deux grandeurs permettent de déterminer la constante diélectrique relative ϵ_r et l'angle de perte $\tan \delta$.

1.2. Relations permettant de calculer ϵ_n et $\text{tg } \delta$ [10]

soient :

θ : angle incident

θ_B : angle incident brewstérien

λ_0 : longueur d'onde dans le vide

λ_g : longueur d'onde dans le guide

Δ : déplacement du train d'ondes stationnaires

e_0 : épaisseur de l'échantillon

P_i : énergie incidente

P_t : énergie transmise.

on trouve [10] :

$$\epsilon_n = 1 + 2 \cos \theta_B \cdot \frac{2\Delta\lambda_0}{e_0\lambda_g} + \frac{(2\lambda_0\Delta)^2}{(e_0\lambda_g)^2} \quad (1.VII)$$

et

$$\text{tg } \delta = \frac{\lambda_0}{\pi e_0} \cdot \frac{\text{Log } t}{\sqrt{\epsilon_n + 1}} \quad \text{si } \theta = \theta_B \quad (2.VII)$$

pour θ quelconque :

$$\text{tg } \delta = \frac{\lambda_0}{\pi e_0} \cdot \frac{\sqrt{\epsilon_r - \sin^2 \theta}}{\epsilon_r} \cdot \text{Log } t$$

$$\text{avec } t^2 = \frac{P_i}{P_t} \quad (3.VII)$$

Remarque importante : ces relations ne sont valables que si l'onde incidente est polarisée parallèlement au plan d'incidence.

1.3. - Difficultés rencontrées dans l'utilisation de cette méthode.

1.3.1. Diffraction sur les bords de l'échantillon.

Les relations (1.VII) et (2.VII) ne sont valables que si l'onde est plane. Or, l'onde ne peut être considérée comme plane n'existe que dans la région de Fraunhofer, ce qui exige une distance minimum à respecter entre le cornet émetteur et l'échantillon.

Si cette condition n'est pas satisfaite et si l'ouverture n'est pas corrigée les phénomènes de diffraction sur les bords de l'échantillon interviennent gravement pour fausser la mesure de l'affaiblissement.

1.3.2. Détermination de l'incidence brewstérienne.

Considérons la relation (1.VII)

$$\mathcal{E}_r = 1 + 2 \cos \theta_B \cdot \frac{2\Delta\lambda_0}{e_0 \lambda_g} + \left(\frac{2\Delta\lambda_0}{e_0 \lambda_g} \right)^2$$

Au moyen d'une ligne de mesure perfectionnée, on peut mesurer le déplacement du train d'ondes stationnaires avec une décision absolue de 0,01mm. l'épaisseur e_0 de l'échantillon et la longueur d'onde λ_g dans le guide peuvent être déterminées avec une précision du même ordre. Il reste à discuter de l'imprécision sur θ_B .

Sans réseau correcteur, l'ouverture du lobe principal à 3dB du cornet émetteur est de l'ordre de 15° à 20°. Dans ces conditions il est difficile d'estimer l'angle d'incidence avec précision. La figure (2.VII) montre que, avec un

cornet non corrigé, les rayons incidents ne sont pas parallèles. Il en résulte qu'il est impossible d'obtenir une position angulaire de l'échantillon correspondant effectivement à l'angle brewstérien. Ceci est d'autant plus gênant que dans le calcul, on admet l'existence de l'angle de Brewster et on en déduit que l'énergie réfléchie est alors nulle.

Comme la relation (2.VII) dépend de ϵ_c et de t , il en résulte que la mesure de $\tan \delta$ ne peut être satisfaisante.

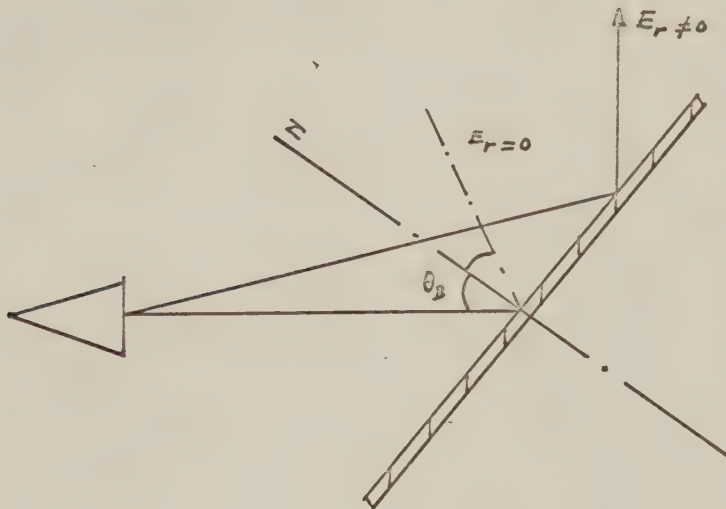


figure (2.VII)

1.3.3. Homogénéité des échantillons étendus.

Il est souvent difficile d'obtenir des plaques diélectriques homogènes. Pour un échantillon donné, on fait plusieurs mesures correspondant à différentes régions et on prend la valeur moyenne.

Si l'ouverture n'est pas corrigée, une telle méthode ne peut être appliquée. Mais avec un faisceau incident étroit, il est possible d'effectuer différen-

tes mesures avec un même échantillon.

2. - Méthode de mesure modifiées.

2.1. Caractéristiques fondamentales.

Le cornet émetteur est muni

d'un réseau correcteur afin que le faisceau incident soit étroit.

- la source d'hyperfréquence est modulée

- pour un échantillon, on effectue plusieurs mesures correspondant à différentes régions et on prend la valeur moyenne.

2.2. Dispositif expérimental.

Schéma synoptique :

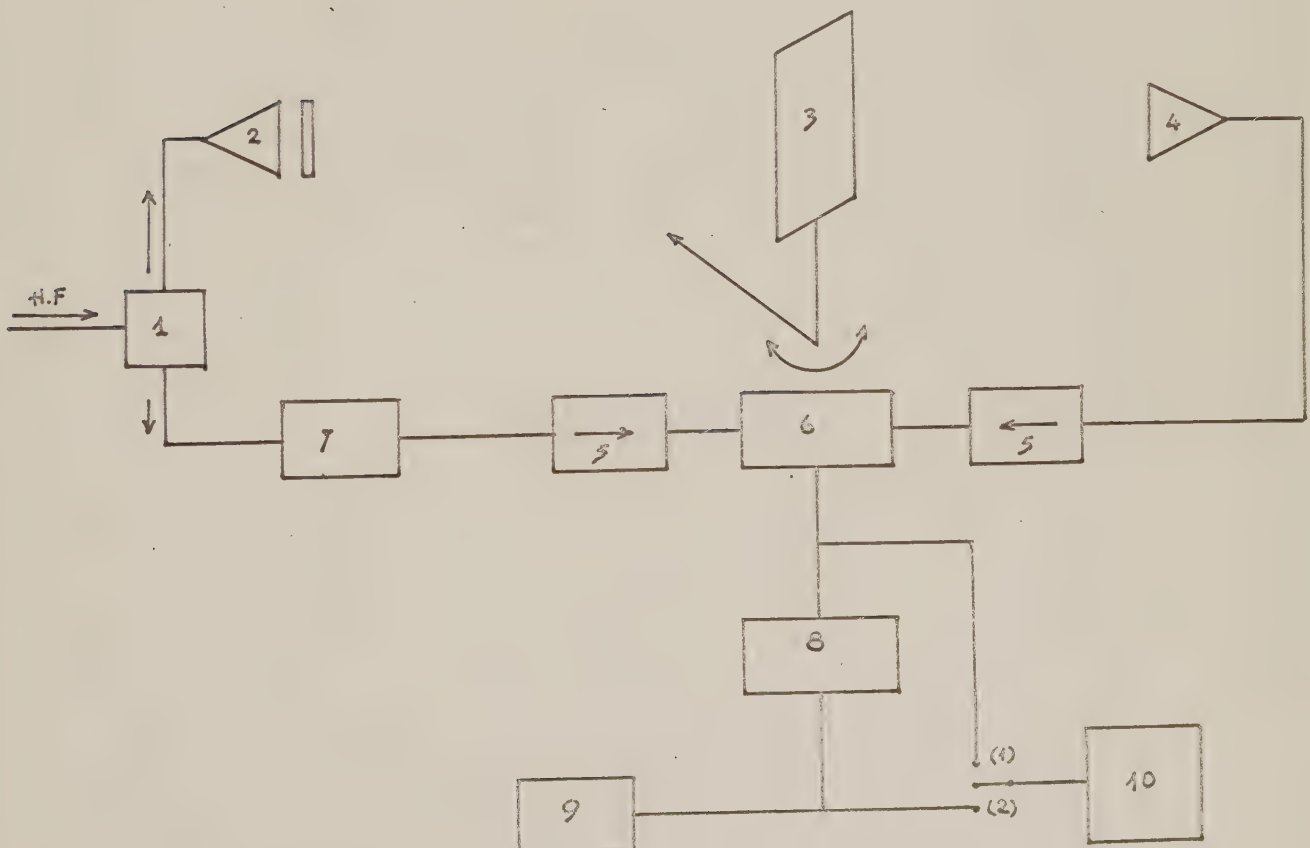
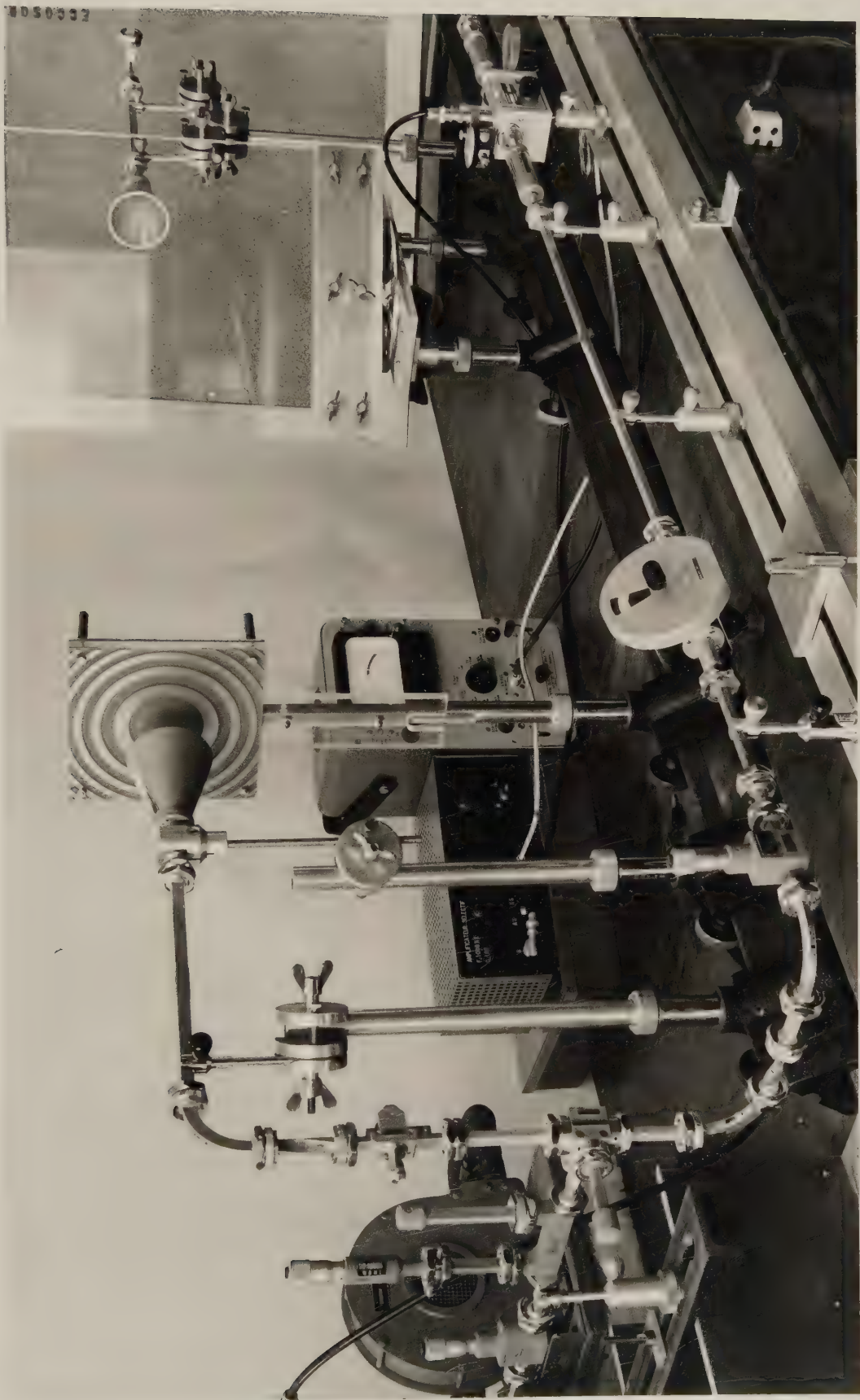


Figure 3.VII

Photo n° 3



La photographie n°3 montre l'ensemble du dispositif de mesure. Sur cette photo, on trouve :

1) T hybride : Philips 4050 Q

Ce T partage l'énergie venant de la source en deux parties disponibles dans deux branches. Une charge adaptée est ajoutée au T pour éviter les interférences entre la source et les deux branches.

2) Emetteur :

C'est l'ensemble transition guide-guide et cornet à ouverture circulaire et réseau correcteur.

3) Echantillon et goniomètre (photo n° 4). Ce système permet de repérer l'angle incident déterminé par la normale de l'échantillon et l'axe de l'émetteur.

4) Récepteur :

Il est constitué par un cornet à ouverture circulaire identique à celui de l'émetteur et une transition guide-guide.

L'énergie reçue par ce cornet est transmise à la ligne de mesure (6) par l'intermédiaire d'un isolateur à ferrite.

5) Isolateur à ferrite dont l'atténuation est de 36 dB :

Ces dispositifs empêchent l'énergie réfléchie de perturber l'énergie reçue par le cornet récepteur et celle envoyée par le T hybride.

6) Ligne de mesure (Philips) (photo n° 4..) :

Placée entre deux isolateurs à ferrites, elle repère le déplacement du train d'onde stationnaires introduit par l'échantillon.

7) Atténuateur (Philips PP. 4150 Q) c'est un atténuateur à lecture directe per-

mettant de déterminer la valeur de t exprimée en décibels.

8) Amplificateur sélectif :

Ce signal détecté recueilli sur la ligne de mesure est un signal carré. Comme le signal carré qui est très riche en harmonique se trouve mélangé avec les signaux parasites, on est conduit à utiliser un amplificateur sélectif dont la fréquence est accordée à la fréquence F_0 de la modulation. Le gain de l'amplificateur utilisé est de l'ordre de 10.000.

9) Voltmètre électronique : (métrix 752).

Ce voltmètre alternatif sert à mesurer ou à repérer le niveau du signal de sortie de l'amplificateur sélectif.

10) Oscilloscope C. R. C :

Le système fonctionne correctement si la source est correctement modulée et si les organes qui constituent la charge sont bien adaptés. Dans ce cas sur l'écran de l'oscilloscope on obtient un signal carré (en position 1). Au cas contraire, la forme du signal est déformée. D'autre part, l'oscilloscope permet de vérifier rapidement la fréquence du modulateur.

En position (2), si l'amplificateur est bien accordé sur la fréquence du modulateur, une sinusoïde d'amplitude maximum apparaît sur l'écran de l'oscilloscope.

2.3. Méthode expérimentale

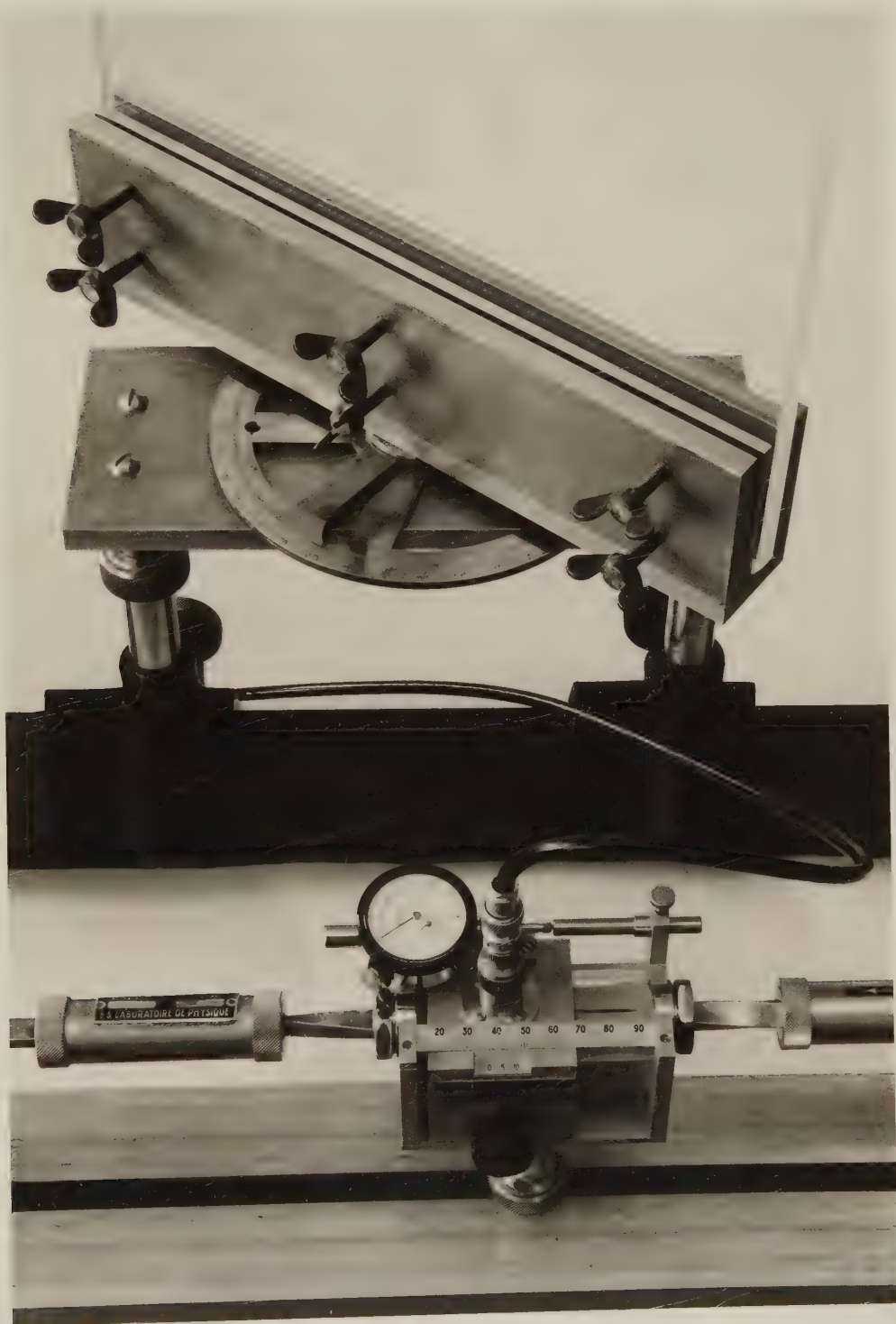
2.3.1. Détermination de $\mathcal{E}_r$

2.3.1.1. Mesure de l'énergie réfléchie.

Pour une polarisation parallèle du plan d'incidence on étudie la variation de l'énergie réfléchie P_r en fonction de θ . Cette énergie devient théo-

Photo n°4

goniomètre & ligne de mesure



riquement nulle quand $\theta = \theta_B$. Comme $\mathcal{E}_r = t g^2 \theta$, on en déduit $\mathcal{E}_r$. Cette méthode rapporte une précision de θ_B assez satisfaisante mais la méthode de mesure est très délicate. En effet, à chaque position angulaire de l'échantillon, correspond à une orientation du cornet récepteur. La mesure risque d'être faussée si le cornet récepteur est mal orienté.

2.3.1.2 Mesure de l'énergie transmise.

Le cornet récepteur est maintenant immobile et se trouve en face du cornet émetteur. Quand $\theta = \theta_B$ l'énergie transmise est maximum. Le noeud du système d'ondes stationnaires présente un minimum minimorum (voir annexe). Ainsi il suffit de pivoter l'échantillon et d'enregistrer le signal détecté de la ligne de mesure. Quand le signal est minimum, l'angle correspondant est bien égal à l'angle de Brewster. Cette méthode donne une bonne précision et demande moins de temps que la méthode précédente.

2.3.1.3. Mesure du déplacement du train d'ondes stationnaires.

L'introduction de l'échantillon entraîne un déplacement Δ du système d'ondes stationnaires, on a :

$$\Delta = x_1 - x_0 + k \frac{\lambda_g}{2} \quad (4.VII)$$

$x_1 - x_0$ représente la distance de deux noeuds comme indique la figure ci-dessous :

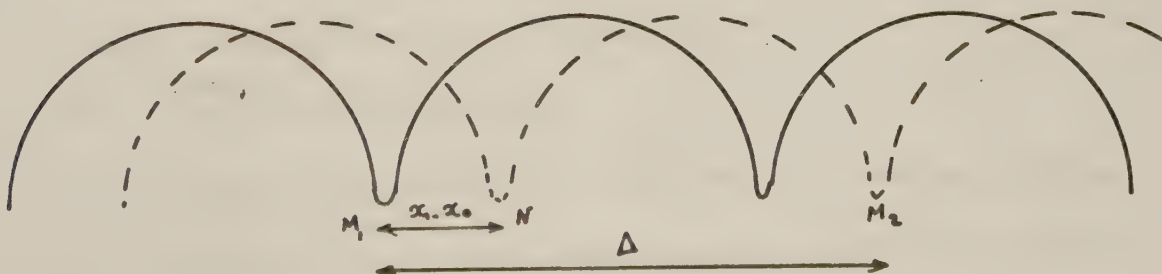


Figure 3.VII

L'introduction de l'échantillon entraîne un déplacement de l'onde stationnaire et M_1 se déplace en M_2 .

On a :

$$M_1 M_2 = \Delta$$

Soit N , le nouveau noeud qui se trouve le plus près de M_1 . La ligne de mesure donne cette distance. Ainsi d'après (4.VII), Δ ne peut être connu qu'à $k \frac{\lambda}{2}$ près (k : un nombre entier).

Pour lever cette indétermination, on prend deux échantillons du même matériau d'épaisseur différente d_1 et d_2 , soient α_1 et α_2 les positions correspondantes, on en déduit ϵ_r .

Nous retenons ces deux dernières méthodes pour trouver la constante diélectrique car elle se complètent.

3 - Largeur minimum de l'échantillon

3.1. Relation fondamentale

Une des causes d'erreur de mesure sur $\tan \delta$ est due à la diffraction sur les bords de l'échantillon. Pour l'éviter, il faut que la largeur de l'échantillon dépasse une certaine valeur minimum que nous calculons aisément.

Soient :

θ_0 : demi-ouverture du lobe principal à 3dB

θ_b : angle Brewstérien de l'échantillon

L : ^{largeur}
~~longueur~~ de l'échantillon

r : distance minimum entre la source et l'échantillon. Distance à partir de laquelle le diagramme de rayonnement reste invari-

able

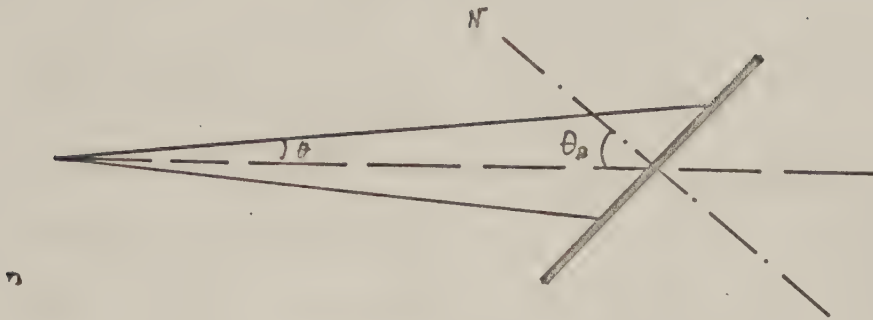


Figure (4. VII)

D'après la figure :

$$\frac{L}{2} \cos \theta_s \geq r \operatorname{tg} \theta_0.$$

$$\text{D'où} \quad L \geq \frac{2 r \operatorname{tg} \theta_0}{\cos \theta_s} \quad (5. VII)$$

Ainsi la largeur minimum de l'échantillon est proportionnelle à l'ouverture du lobe principal.

Autrement dit, la réduction du lobe principal entraîne une diminution de la largeur minimum admissible de l'échantillon.

3.2. Application numérique :

Cornet à ouverture non corrigée	$\theta_0 = 9^\circ$	$\operatorname{tg} \theta_0 = 0,158$
Cornet à ouverture corrigée	$\theta_0 = 2^\circ 5'$	$\operatorname{tg} \theta_0 = 0,04$
Echantillon : plexiglass	$\theta_s = 58^\circ$	$\cos \theta_s = 0,53$
Distance minimum	$r = 120 \text{ cm.}$	

Avec un cornet circulaire dont l'ouverture n'est pas corrigée :

$$L = \frac{2 \times 120 \times 0,158}{0,53} = 71,5 \text{ cm}$$

Cornet muni d'un réseau correcteur :

$$L = \frac{2 \times 120 \times 0,04}{0,53} = 18 \text{ cm}$$

3.3. Vérification expérimentale.

Nous avons choisi deux échantillons en plexiglass ayant respectivement 20cm et 15cm de largeur.

- Avec le cornet sans réseau correcteur, il est impossible de mesurer le rapport $\frac{P}{P_0}$ l'échantillon ne couvrant pas l'étendue du lobe de rayonnement.

- Avec le réseau correcteur :

Echantillon L = 20cm

$$\frac{P}{P_0} = 1,8 \text{ dB}$$

Echantillon L = 15cm

$$\frac{P}{P_0} = \text{indéterminé}$$

A partir d'une certaine largeur L. de l'échantillon, les phénomènes de diffraction sur les bords deviennent négligeables.

Pour déterminer L., nous avons fait des mesures avec plusieurs échantillons en plexiglass ayant des largeurs différentes.

Le résultat des mesures est donné par le tableau ci-dessous :

<u>Largeur de l'échantillon en cm</u>	<u>$\frac{P}{P_0}$ en dB</u>
15	indéterminé
20	1,8
30	1,4
40	1,2
50	1,2
64	1,2

Matériau	épaisseur en mm	Déplac ^{mt} de la sonde en mm	Atténuation dB	Δ en mm		$10^4 \text{tg}\delta$	Observations
Plexiglass	7,15	3,70	0,8	3,70	2,55	139,5	Valeur moyenne
Plexiglass	12,10	0,8	1,2	6,2	2,54	167	Valeur moyenne
Bakélite	5,0	3,62	2,4	3,62	3,69	695	Valeur moyenne
Bakélite	2,10	1,34	0,8	2,10	3,48	575	Valeur moyenne
Polychlorure de vinyle	5,05	2,58	0,4	2,58	2,65	132	Valeur moyenne
Polychlorure de vinyle	10,0	5,42	0,9	5,42	2,70	147	"
Dékaphan	10,7	2,31	0,8*	2,31	3,91	113	Valeur moyenne
Dékaphan	20,10	3,38	1,6	8,80	3,85	119	"

 $\lambda_0 = 8,6 \text{ mm}$

4. - Mesures des constantes de divers matériaux.

Les mesures ont été faites avec les échantillons suivants :

- 1) Plexiglass
- 2) Bakélite
- 3) Polychlorure de Vinyle
- 4) Dékaphan

La largeur de chaque échantillon est de l'ordre de 50 cm. Le tableau suivant résume les résultats des mesures.

5 - REMARQUE :

Avec une méthode différente Von HIPPEL [14] a fait des mesures dans une gamme de fréquences variant de 10^2 à 10^{10} Hz. Pour le plexiglass à 27°C , on trouve :

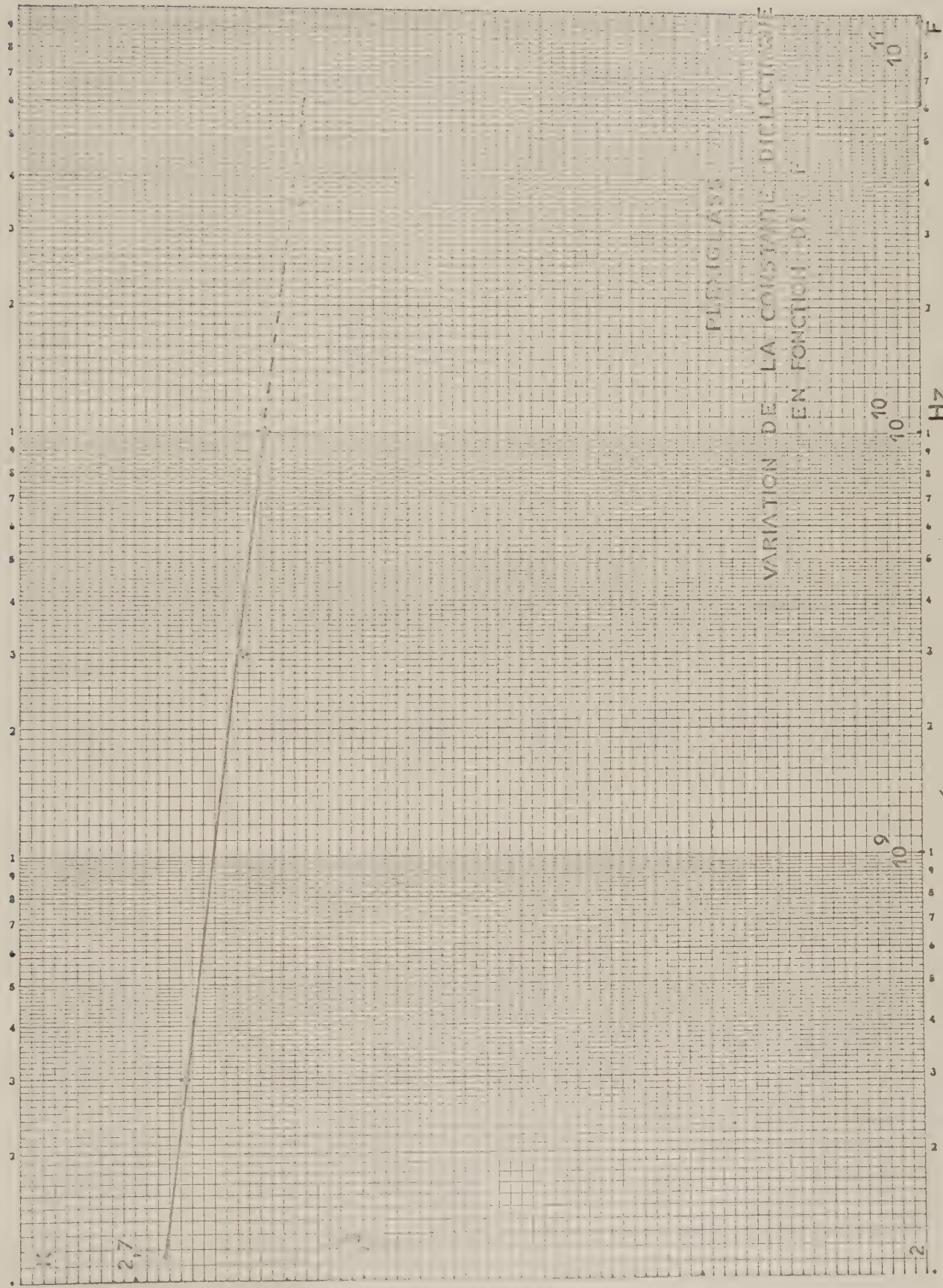
F en Hz	10^2	10^3	10^4	10^5	10^6	10^7	$3 \cdot 10^8$	$3 \cdot 10^9$	10^{10}
ϵ_r	3,4	3,12	2,95	2,84	2,76	2,71	2,66	2,60	2,5
$\text{tg} \delta \cdot 10^4$	605	465	300	200	140	100	62	57	67

En portant le logarithme de la fréquence en abscisse et ϵ_r en ordonnée pour $10^6 < F < 10^{10}$ Hz

on constate que la courbe représentative est une droite (feuille 5 VII). On remarque enfin que la valeur de ϵ_r trouvée à la fréquence $F = 3,4 \cdot 10^{10}$ Hz

se place encore sur la droite obtenue avec les valeurs de Von Hippel relatives

à des fréquences de mesure moins élevées. On remarque que les valeurs mesurées de $\text{tg} \delta$ paraissent systématiquement élevées.



6 - Calcul de la précision sur ξ_r :

$$\xi_r = 1 + 2 \cos \theta_B \cdot \frac{2 \Delta \cdot \lambda_0}{e \cdot \lambda_g} + \left(\frac{2 \Delta \cdot \lambda_0}{e \cdot \lambda_g} \right)^2$$

Posons $y_1 = 2 \cos \theta_B \cdot \frac{2 \Delta \cdot \lambda_0}{e \cdot \lambda_g}$

et $y_2 = \left(\frac{2 \Delta \cdot \lambda_0}{e \cdot \lambda_g} \right)^2$

L'erreur absolue sur ξ_r est :

$$\Delta(\xi_r) = \Delta(y_1) + \Delta(y_2)$$

En prenant la dérivée logarithmique de y_1 et de y_2 , on obtient respectivement :

$$dy_1 = y_1 \left[-\operatorname{tg} \theta_B d\theta_B + \frac{d\Delta}{\Delta} + \frac{d\lambda_0}{\lambda_0} - \left(\frac{de}{e} + \frac{d\lambda_g}{\lambda_g} \right) \right]$$

et

$$dy_2 = 2 y_2 \left[\frac{d\Delta}{\Delta} + \frac{d\lambda_0}{\lambda_0} - \left(\frac{de}{e} + \frac{d\lambda_g}{\lambda_g} \right) \right]$$

L'erreur absolue sur chaque terme s'écrit :

$$\Delta(y_1) \leq y_1 \left[\operatorname{tg} \theta_B \cdot \Delta(\theta_B) + \frac{\Delta(\Delta)}{\Delta} + \frac{\Delta(\lambda_0)}{\lambda_0} + \frac{\Delta(e)}{e} + \frac{\Delta(\lambda_g)}{\lambda_g} \right]$$

Avec la ligne de mesure Philips P M 7. 131 Q, le déplacement du train d'observation stationnaires, la longueur d'onde λ_0 et λ_g peuvent être déterminés avec une précision de 0,01mm. En tenant compte des valeurs de λ_0 , λ_g et de Δ

on peut légitimement négliger $\frac{\Delta(\lambda_0)}{\lambda_0} + \frac{\Delta(\Delta)}{\Delta} + \frac{\Delta(\lambda_g)}{\lambda_g}$

devant

$$\operatorname{tg} \theta_B \Delta(\theta_B) + \frac{\Delta(e_0)}{e_0}.$$

Ainsi
$$\Delta y_1 \leq y_1 \left[\operatorname{tg} \theta_B \cdot \Delta(\theta_B) + \frac{\Delta(e_0)}{e_0} \right]$$

De même :

$$\Delta y_2 \leq 2 y_2 \cdot \frac{\Delta(e_0)}{e_0}$$

Il en résulte :

$$\Delta(\varepsilon_r) \leq y_1 \left[\operatorname{tg} \theta_B \cdot \Delta(\theta_B) + \frac{\Delta(e_0)}{e_0} \right] + 2 y_2 \frac{\Delta(e_0)}{e_0}$$

Application numérique : cas le plus défavorable avec le plexiglass : $\Delta(\theta_B) = 1^\circ$

$$\varepsilon_r = 2,55 + 0,03 \quad (e_0 = 7,2 \text{ mm}) \quad \text{et} \quad \Delta(e_0) = 0,5 \text{ mm}$$

$$\varepsilon_r = 2,54 + 0,03 \quad (e_0 = 12,10 \text{ mm}) \quad \text{et} \quad \Delta(e_0) = 0,5 \text{ mm}$$

7 - Calcul de la précision sur $\operatorname{tg} \delta$:

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\lambda_0}{\pi e_0} \cdot \frac{\operatorname{Log} t}{\sqrt{\varepsilon_r + 1}} \quad \text{avec} \quad t^2 = \frac{P_i}{P_t}$$

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{\lambda_0}{\pi e_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_r + 1}} \cdot \frac{1}{2} \operatorname{Log} \frac{P_i}{P_t}$$

La dérivée logarithmique s'écrit :

$$\frac{d\delta}{\operatorname{tg} \delta} (1 + \operatorname{tg}^2 \delta) = \frac{d\lambda_0}{\lambda_0} + \frac{d \operatorname{Log} P_i/P_t}{\operatorname{Log} P_i/P_t} - \left(\frac{d(e_0)}{e_0} + \frac{1}{2} \frac{d\varepsilon_r}{\varepsilon_r} \right)$$

Comme : $d(\operatorname{tg} \delta) = (1 + \operatorname{tg}^2 \delta) d\delta$ et
$$\frac{d \operatorname{Log} P_i/P_t}{\operatorname{Log} P_i/P_t} = \frac{d \operatorname{Log} P_i/P_t}{\operatorname{Log} P_i/P_t}$$

On en déduit :

$$d(\operatorname{tg} \delta) = \operatorname{tg} \delta \left[\frac{d\lambda_0}{\lambda_0} + \frac{d(\log \frac{P_i}{P_t})}{\log \frac{P_i}{P_t}} - \frac{de_0}{e_0} - \frac{1}{2} \frac{d\epsilon_r}{\epsilon_r} \right]$$

et l'erreur absolue :

$$\Delta(\operatorname{tg} \delta) \leq \operatorname{tg} \delta \left[\frac{\Delta(\lambda_0)}{\lambda_0} + \frac{\Delta(\log \frac{P_i}{P_t})}{\log \frac{P_i}{P_t}} + \frac{\Delta(e_0)}{e_0} + \frac{1}{2} \frac{\Delta(\epsilon_r)}{\epsilon_r} \right]$$

Pour le plexiglass, la valeur absolue de $\Delta(\lambda_0)$ est de 0,01mm, celle de $\Delta(\epsilon_r)$ est de 0,03, on peut en déduire :

$$\Delta(\operatorname{tg} \delta) \leq \operatorname{tg} \delta \left[\frac{\Delta(e_0)}{e_0} + \frac{\Delta(\log \frac{P_i}{P_t})}{\log \frac{P_i}{P_t}} \right]$$

Application numérique : avec le plexiglass :

$$\Delta(e_0) = 0,5 \text{ mm}$$

$$e_0 = 7,2 \text{ mm}$$

$$\Delta(10 \log \frac{P_i}{P_t})$$

$$= 0,2 \text{ dB}$$

$$10 \log \frac{P_i}{P_t}$$

$$= 0,8 \text{ dB}$$

On en déduit :

$$\Delta(\operatorname{tg} \delta) = 40 \cdot 10^{-4}$$

$$\operatorname{tg} \delta = (140 + 40) \cdot 10^{-4}$$

L'imprécision sur $\operatorname{tg} \delta$ est attribuable à l'approximation fournie par l'atténuateur qui détermine le terme prépondérant

$$\Delta(10 \log \frac{P_i}{P_t}) = 0,2 \text{ dB.}$$

RESUME & CONCLUSION

Pour diminuer la largeur des lobes principaux des diagrammes de rayonnement d'une antenne hyperfréquence sans augmenter sensiblement l'extension de la région de Fresnel et les niveaux des lobes secondaires, nous avons été amené à étudier un système de réseau correcteur formé de la combinaison d'un réseau zoné et d'un réseau plan. Ce dispositif fournit des résultats comparables à ceux qu'on peut obtenir avec des lentilles diélectriques ou métalliques.

Dans l'étude théorique de l'adjonction de ce système de réseau correcteur à une antenne cornet ayant une ouverture quelconque, qui constitue une source primaire de diagramme de rayonnement propre $D(\alpha, \varphi)$, nous avons établi le diagramme de rayonnement de l'ensemble du système cornet-réseau soit :

$$D = \sum_{i=1}^N (-1)^{i-1} D(\alpha, \varphi) I(\varphi) \frac{d}{\sqrt{d^2 + d\lambda n}} \cdot \frac{\sin \frac{\pi\phi}{2}}{\sin \frac{\phi}{2}} \quad \text{avec}$$

$$\phi = \phi(\theta)$$

Pour θ faible (quelques degrés) c'est le dernier facteur de cette expression qui l'emporte.

L'adjonction d'un réseau plan au réseau zoné peut augmenter le nombre et les niveaux des lobes secondaires.

Pour réduire ces derniers on est amené à utiliser un réseau plan dont le pas est inférieur à la longueur d'onde (8,6 mm dans le vide pour nos expériences).

L'ensemble fourni par le système correcteur, réseau zoné, réseau plan, et le support, constitue une lame à face parallèle qui est la cause d'un phénomène d'interférence secondaire. L'épaisseur de l'ensemble est choisi d'après la relation :

$$e = \frac{1}{n_0} (2k + 1) \frac{\lambda_0}{4}$$

A partir de l'expression représentant le diagramme du système cornet réseau, on constate que ce diagramme est lié à celui de la source primaire $D(\alpha, \varphi)$. Aussi nous avons examiné, du point de vue théorique, le rôle exercé par un réseau zoné et par un réseau correcteur placés successivement devant des cornets circulaires et pyramidaux.

Dans les deux cas, pour θ faible, les résultats expérimentaux s'accordent bien avec les prévisions théoriques.

L'onde émise par le cornet circulaire est sphérique, correspondant à une bonne adaptation avec le réseau zoné ; celle émise par le cornet pyramidal est plus complexe. Ce problème d'adaptation est étudié en comparant les résultats apportés par les deux cornets.

On constate que l'adjonction du réseau correcteur au cornet pyramidal entraîne effectivement une perte de gain et une augmentation de niveau des lobes secondaires.

La distribution d'énergie axiale de chaque cornet dans chaque zone, Fresnel et Fraunhofer, est étudiée théoriquement. Des mesures expérimentales ont été faites également dans les deux zones pour comparer les résultats avec les prévisions théoriques. Cette étude montre en particulier que l'introduction

d'un réseau correcteur ne modifie pas sensiblement l'étendue de la zone de Fresnel.

L'étude expérimentale de l'adaptation du réseau au cornet a été également abordée. Grâce à un chariot commandé par une vis micrométrique, on peut ajuster à volonté la distance réseau cornet, permettant ainsi d'augmenter l'énergie axiale, donc le gain.

L'antenne de petites dimensions ainsi réalisée présente comme avantage important sur une antenne de grandes dimensions propres, ayant la même directivité et le même gain, de rapprocher l'entrée en zone de Fraunhofer (50cm au lieu de 4m).

Comme le cornet circulaire est particulièrement bien adapté au niveau zoné, le premier lobe secondaire de l'antenne est à 25 dB au dessous du niveau du lobe principal.

Ce système a été utilisé pour effectuer en espace libre de mesures de constantes diélectriques de matériaux en plaques par la méthode de l'incidence brewstérienne. Grâce au mince faisceau cylindrique d'ondes millimétriques fourni par le système rayonnant, le phénomène de diffraction sur les bords de l'échantillon est très réduit. Ainsi en utilisant la détermination de l'angle de Brewster par la méthode d'interférence, on a pu obtenir pour les mesures de

ϵ_r et de $\text{tg} \delta$, des résultats satisfaisants. Toutefois la méthode semble conduire à des valeurs de $\text{tg} \delta$ trop élevées, résultats qui peuvent être attribués à des réflexions parasites et à une localisation partielle de l'énergie dans la plaque étudiée.

BIBLIOGRAPHIE

I - OUVRAGES :

- [1] L. THOUREL : Les Antennes (Ed. DUNOD)
- [2] J. BLED : Production de faisceaux d'ondes millimétriques parallèles. Thèse 3è Cycle. LILLE 1962
- [3] G. BRUHAT : Optique (Ed. MASSON)
- [4] P. FLEURY : Images optiques (Ed. EYROLLES)
- [5] G. RAOULT : Les ondes centrimétriques (Ed. MASSON)
- [6] A. Z. FRADIN : Microwave Antennas (Ed. PERGAMON-PRESS)
- [7] R. J. HELJBOER: Champ d'une antenne directive en zone de Fresnel ACTA ELECTRO(1962) 6 n° 3
- [8] G. MONTGOMERY Mesures en micro-ondes (Ed. CHIRON)
- [9] M. VALENTIN : Etude et réalisation d'un interféromètre Pérot Fabry dans le domaine des micro-ondes. Thèse 3è Cycle. Métrologie BESANCON 1963.
- [10] H. NICOLET : Contribution à l'étude des matériaux en hyperfréquences. Thèse 3è Cycle DIJON 1963
- [11] A. R. VON HIPPEL Les diélectriques et leurs applications (Ed. DUNOD)

II - MEMOIRES :

- 1 R. W. BICKMORE & R. C. HANSEN Antenna Power Densities in the Fresnel Région (I.R.E. May 18, 1959)
- 2 L. J. RICARDI & R. C. HANSEN : Comparaison of Line and square source nears fields. (I.E.E.E. Transactions AP. 11-6. 11-1963)
- 3 R. C. HANSEN : Minimum spot size of Focused apertures (rapport interne).

- 4 CERMIGNANI : Application of perturbation technique to sidelobe reduction to tapered amplitude arrays and surface wave structures(Wesc. Conv. Rec. Part. 1963)
 - 5 CHENG STRAIT : An unusually simple method for side lobe reduction (I.E.E.E. trans. (1963) 11 n° 3 pages 375-6
 - 6 KELLER : A survey of short wavelength diffraction theory(PERGAMON PRESS)
 - 7 KELLER : The field of an antenna near the center of a large circular disk (J. Soc. Indust. Appl. Math.(1963) 11 n° 4
 - 8 POTTER : A new horn antenna with suppressed side lobes and equal beamwidths. (microwave journal (1963) 6 n° 6
 - 9 KOTT : Lens systems for millimeter wave antennas (m.m. sub. conf. ORLANDO 1963)
 - 10 STANGEL YARNALL : Pattern characteristics of an antenna focused in the Fresnel region (I.R.E. intern. conv. R Rec. Part. 1 (1962) 10
 - 11 STAIT & CHENG : Measurement of microwave magnetic diffraction fields (I.R.E. trans. Antennas Prop. (1962) 10 n° 5
 - 12 BLAKEY : Near field measurements and the determination of aerial patterns. (Radio. Electro. Engr. G.B. (1964) 28 n° 5
 - 13 CHENG : Side lobe reduction and gain characteristics of partially uniform arrays.(Produc. Nation. Electr. Conf. U S A 1964)
 - 14 KUMMER : Ultra-low side lobes from time modulated arrays (I.E.E.E. Trans. Antennas Propag. U.S.A. (1963) 11 n° 6
 - 15 R.C. HANSEN & L.L. BAILIN : A new method of near field analysis (IRE Vol. AP.7 Dec. 1959. Special supplement).
-

DEUXIEME THESE

Propositions données par la FACULTE

"Règlage automatique des phases HF sur
accélérateur linéaire"

Vu et permis d'imprimer
le RECTEUR de l'Académie
de DIJON.

M. BOUCHARD.

Vu et approuvé
DIJON, le 17 mai 1967
Le DOYEN de la Faculté des
Sciences

R. CRY.

UNIVERSITY OF CHICAGO

Department of Chemistry

Office of the Director

RECEIVED
JAN 15 1967
UNIVERSITY OF CHICAGO

M. ROUGARD

R. CRY

